THESE DE DOCTORAT D'ETAT
ES SCIENCES PHYSIQUES

présentée

à l'UNIVERSITE DE PARIS VI

par

Gérard LEJEUNE

pour obtenir le grade
de Docteur ès Sciences

PHOTOELECTRONS
ET BILAN ENERGETIQUE DES ELECTRONS
DANS L'IONOSPHERE DIURNE

soutenue le 26 Mars 1973 devant la Commission d'examen

MM.	J. DELLOUE	Président
	J.L. DELCROIX	Examinateur
	W.E. GORDON	Examinateur
	P. WALDTEUFEL	Examinateur

THESE DE DOCTORAT D'ETAT
ES SCIENCES PHYSIQUES

présentée

à l'UNIVERSITE DE PARIS VI

par

Gérard LEJEUNE

pour obtenir le grade

de Docteur ès Sciences

PHOTOELECTRONS
ET BILAN ENERGETIQUE DES ELECTRONS
DANS L'IONOSPHERE DIURNE

soutenue le 26 Mars 1973 devant la Commission d'examen

MM.	J. DELLOUE	Président
	J.L. DELCROIX	Examinateur
	W.E. GORDON	Examinateur
	P. WALDTEUFEL	Examinateur

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Le discours est le chemin d'une contradiction à l'autre :
S'il donne lieu à celles qu'on voit, c'est qu'il obéit à celles qu'il cache.

M. Foucault

Quand elle se pare et se coiffe,
Couverte de rubis et d'émeraudes,
Sait-on que les coques de sa chevelure
Portent tous les impôts de plusieurs villages ?

Tu Kuang T'ing

PHOTOELECTRONS ET BILAN ENERGETIQUE DES ELECTRONS DANS L'IONOSPHERE DIURNE

SOMMAIRE

INTRODUCTION 1

I. ETUDE ANALYTIQUE DE L'EVOLUTION DE LA FONCTION DE DISTRIBUTION DES PHOTOELECTRONS DANS L'IONOSPHERE 4

- I.1 Etablissement de l'équation générale décrivant la distribution des photoélectrons dans l'ionosphère 4
- I.2 Distribution d'équilibre des photoélectrons dans la région F_1 11
- I.3 Influence de la diffusion angulaire, dans un régime stationnaire 16
- I.4 Influence de la diffusion angulaire sur le déplacement des photoélectrons 29
- I.5 Conclusion 35

II. ETUDE NUMERIQUE DE L'EVOLUTION DE LA FONCTION DE DISTRIBUTION DES PHOTOELECTRONS DANS L'IONOSPHERE 37

- II.1 Calcul local : méthode 37
- II.2 Calcul local : résultats, influence du pas en énergie 42
- II.3 Calcul non local : méthode 49
- II.4 Calcul non local : résultats, influence des paramètres ionosphériques 59
- II.5 Conclusion 73

III. DETERMINATION EXPERIMENTALE DE L'APPORT D'ENERGIE AUX ELECTRONS THERMIQUES ET DES FLUX DE CONDUCTION DE CHALEUR 75

- III.1 Méthode de détermination de Q_m et Ψ_{th} 75
- III.2 Mise en forme des données du sondeur à diffusion incohérente de Saint-Santin - Nançay 77
- III.3 Choix des sections efficaces de collisions électrons-neutres et des densités et température neutres 84
- III.4 Problème du minimum de Q_m aux environs de 200 km 89

IV. COMPARAISON ENTRE LES RESULTATS THEORIQUES ET EXPERIMENTAUX 93

- IV.1 Comparaison entre les profils de Q_c théoriques et expérimentaux 93
- IV.2 Variations de Q_m / Q_c 119
- IV.3 Résultats relatifs au flux d'échappement des photoélectrons 130

CONCLUSION 141

APPENDICE A1
RESOLUTION DE L'EQUATION LINEAIRE HOMOGENE DU PROBLEME DU TRANSFERT 149

APPENDICE A2
RESOLUTION MATRICIELLE DU PROBLEME DU TRANSFERT 153

APPENDICE A3
DETERMINATION DU VOLUME DE L'INTERSECTION DES LOBES DES ANTENNES D'EMISSION ET DE RECEPTION 159

APPENDICE A4
REDISTRIBUTION DE L'ENERGIE DES PHOTOELECTRONS AUX TRES BASSES ENERGIES 193

INTRODUCTION

C'est au début des années 60 qu'a été admise la possibilité d'un déséquilibre thermique entre les ions et les électrons ionosphériques, et que l'on a commencé à s'intéresser aux électrons de haute énergie créés directement par le rayonnement solaire XUV. L'existence de ces particules apportait en effet une explication possible à ce déséquilibre, en l'espèce d'un chauffage sélectif des électrons par les photoélectrons. Hanson et Johnson (1961) ont fait la première étude semiquantitative qui donnait un bon ordre de grandeur du déséquilibre thermique observé. Hanson (1963) envisageait ensuite la possibilité pour certains de ces photoélectrons de s'échapper de l'ionosphère de production, et éventuellement, guidés le long du champ magnétique terrestre, d'arriver dans l'ionosphère conjuguée. Carlson (1966) vérifiait le premier ces prédictions en observant une augmentation de température électronique locale au moment du lever du soleil au point conjugué.

A la suite du premier article de Hanson et Johnson (1961), plusieurs études approfondissaient le problème du chauffage ionosphérique, en supposant tout d'abord que les photoélectrons cèdent leur énergie à l'endroit même où ils sont créés : Dalgarno et al (1963) déterminaient la distribution en énergie de la production des photoélectrons et calculaient ensuite la redistribution de cette énergie entre les différentes espèces; Geisler et Bowhill (1965 a) mettaient en évidence l'importance du transfert d'énergie par conduction due aux gradients de température électronique et déterminaient ainsi des températures en meilleur accord avec les mesures.

Mais, après l'article de Hanson (1963), et surtout les mesures de Carlson (1966), il devenait évident que le chauffage des électrons ionosphériques par l'intermédiaire des photoélectrons n'était pas «local», puisque ces derniers pouvaient se déplacer jusqu'à l'autre extrémité de la ligne de force du champ magnétique.

Geisler et Bowhill (1965 b), Catchpoole (1967 a, b), Duboin et al (1968), Fontheim et al (1968), Petit (1968), Lejeune et Petit (1969) ont par la suite mis au point des méthodes de calcul de plus en plus élaborées pour tenir compte des effets de chauffage «non-local».

Cependant, aucun de ces auteurs ne prenait en compte le phénomène que nous appellerons «rétrodiffusion» : au cours d'une collision élastique (ou inélastique) sur les particules neutres, un photoélectron faisant initialement partie du flux «montant» peut être transformé en un photoélectron appartenant au flux «descendant» ou réciproquement.

Plus récemment sont parues des études qui tenaient compte de cet effet de rétrodiffusion, grâce à diverses techniques numériques :

- Résolution des équations de continuité pour les densités des photoélectrons à toutes les énergies (Nisbet, 1968; Swartz et Nisbet, 1969; Swartz, 1972, Swartz et Nisbet, 1973).

- Résolution des équations couplées pour le flux vers le haut et vers le bas à toutes les énergies (Banks et Nagy, 1970; Nagy et Banks, 1970).

- Méthode de Monte-Carlo (Cicerone et Bowhill, 1970).

Les deux premières de ces études nécessitent des approximations sur la distribution angulaire des flux de photoélectrons. Seule la dernière méthode permet de simuler exactement le comportement des photoélectrons dans l'ionosphère, bien qu'il reste encore des problèmes de choix des conditions aux limites.

On est donc impressionné par le nombre d'articles écrits en 10 ans sur le problème des photoélectrons, et il peut paraître osé d'y consacrer encore une étude.

Nous l'avons fait néanmoins car Petit (1968) nous a montré combien la comparaison des mesures données par le sondeur à diffusion de Saint-Santin avec les calculs relatifs aux photoélectrons pouvaient être fructueuse. Les problèmes en suspens, dégagés à la fin de la thèse de M. Petit, devaient être étudiés de près; même si nous n'avons pas répondu à tout, nous pensons avoir clarifié quelques points. Mais surtout, la qualité des résultats du sondeur à diffusion incohérente n'a été qu'en s'améliorant depuis les observations de 1965, 1966, 1967 utilisées par Petit (1968), ce qui en géophysique peut signifier aussi un saut qualitatif; c'est ainsi que le grand nombre de campagnes de mesures disponibles depuis lors nous a permis d'analyser des variations en fonction du cycle solaire.

Jusqu'à ce jour, la plupart des comparaisons entre la théorie des photoélectrons et l'expérience étaient ponctuelles : des résultats importants ont certes été obtenus par de telles comparaisons, qualitatifs au début, puis quantitatifs mais s'intéressant seulement aux ordres de grandeur. La dernière en date de ces comparaisons (Swartz et Nisbet, 1973) utilise seulement un très petit nombre de mesures du sondeur à diffusion incohérente d'Arecibo, et même une variation aussi importante que la variation diurne n' y est pas étudiée par manque de données.

Nous aurons donc ici à dégager des variations, aussi bien théoriques qu'expérimentales, en fonction de l'heure de la journée, de la température exosphérique, du flux solaire . . . Ce travail nécessitera le traitement d'un très grand nombre de données et il n'est pas pensable d'utiliser comme traitement théorique la méthode de Monte-Carlo, pour des raisons financières évidentes.

Les deux autres méthodes tenant compte plus ou moins bien (Banks et Nagy, 1970;

Nisbet, 1968) de la rétrodiffusion nécessitent aussi un temps de calcul élevé puisqu'elles requièrent la résolution d'un système d'équations différentielles au nombre d'une cinquantaine.

Nous nous sommes donc résignés à utiliser une méthode numérique moins sophistiquée, tout en nous efforçant de cerner au mieux les erreurs induites par nos hypothèses simplificatrices.

Cela nous a conduit à exposer dans le chapitre I, la théorie détaillée du problème général des photoélectrons dans l'ionosphère : les hypothèses simplificatrices y sont alors introduites et les résultats théoriques correspondants développés. Ces considérations théoriques sont utilisées dans le chapitre II, où nous présentons la méthode de calcul numérique.

Dans le chapitre III, nous décrivons le procédé d'interprétation des données de Saint-Santin-Nancay en termes de chauffage solaire.

Enfin, le chapitre IV est consacré à la comparaison des valeurs de chauffage «expérimentales» ainsi obtenues aux valeurs théoriques déduites dans la section II, et se termine par une comparaison entre le flux d'échappement de photoélectrons calculés et les flux de conduction thermique mesurés.

I. ETUDE ANALYTIQUE DE L'EVOLUTION DE LA FONCTION DE DISTRIBUTION DES PHOTOELECTRONS DANS L'IONOSPHERE

I.1. Etablissement de l'équation générale décrivant la distribution des photoélectrons dans l'ionosphère

Si le but de notre travail est l'interprétation en termes de chauffage solaire des données du sondeur à diffusion incohérente de Saint-Santin, il nous a cependant paru nécessaire de faire une étude théorique complète de l'évolution des photoélectrons qui sont produits dans l'ionosphère par le rayonnement XUV du Soleil et qui sont responsables, entre autres, du chauffage des électrons thermiques que nous nous proposons d'étudier. Ce chapitre reprend donc certains travaux déjà parus sur la théorie de l'évolution des photoélectrons, mais les englobe dans un traitement unique découlant de l'établissement de l'équation de Boltzmann relative aux photoélectrons (notés PE dans la suite).

Cette étude a aussi un autre but plus pratique; il s'agit en effet de résoudre l'équation, dans des cas très particuliers ou très schématiques, pour comprendre le rôle et l'importance des différents termes qui y entrent : ce travail préliminaire permettra de légitimer les approximations admises dans la résolution numérique ultérieure qui seule, enfin de compte, pourra conduire à une représentation correcte de la réalité complexe.

a - Equation de Boltzmann relative aux PE

La présence des photoélectrons dans l'ionosphère se traduit, dans le spectre d'énergie des électrons, par le maintien aux hautes énergies d'une densité spectrale très supérieure à celle qui résulterait de l'existence d'une distribution maxwellienne. Néanmoins ce spectre est continu, et il n'y a pas de distinction possible entre un électron suprathermique qui appartiendrait à la distribution maxwellienne et un PE. Nous allons néanmoins écrire une équation cinétique relative uniquement aux photoélectrons, en nous basant sur les considérations suivantes. Il existe un niveau d'énergie E_S (qu'il n'est pas nécessaire de définir très précisément) tel que :

- Les électrons maxwelliens d'énergie supérieure à E_S sont extrêmement peu nombreux; presque tous les électrons d'énergie supérieure à E_S sont donc de vrais PE.

- Les PE (d'énergie supérieure à E_S) sont couplés par collisions avec les électrons thermiques, mais ce couplage n'est pas prépondérant devant les autres mécanismes jouant sur leur évolution.

- Les électrons d'énergie inférieure à E_S sont au contraire régis par les collisions coulombiennes qui exercent sur eux une action thermalisante rapide.

Nous particulariserons donc les électrons d'énergie supérieure à E_S et dirons que le

gaz de PE ainsi défini est décrit par une fonction de distribution f ($\vec{r}$, $\vec{v}$, t) dépendant de la variable d'espace $\vec{r}$, de la vitesse $\vec{v}$ et du temps t : la distribution f est régie par une équation de Boltzmann :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} + \frac{\vec{X}}{m_e} \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} = \frac{\partial f_c}{\partial t} + Q \qquad (1)$$

où $\vec{X}$ est la force extérieure appliquée au PE, m_e sa masse, $\frac{\partial f_c}{\partial t}$ est le taux de variation de f dû aux collisions sur les particules du milieu et Q ($\vec{r}$, $\vec{v}$, t) est le taux de production dû au rayonnement solaire XUV et aux réactions d'ionisation par impact électronique.

Le terme $\frac{\partial f_c}{\partial t}$ n'inclut pas les collisions entre PE (lesquelles sont complètement négligeables), mais inclut des collisions avec les électrons thermiques. Lorsque divers mécanismes ont réduit l'énergie d'un PE jusqu'au voisinage de E_S, toute son énergie est cédée au gaz d'électrons thermiques et le PE disparaît en tant que tel; on peut donc considérer que le terme $\frac{\partial f_c}{\partial t}$ représente alors une perte, qui contrebalance la production Q au point de vue du nombre de PE.

Rappelons que l'énergie thermique est de l'ordre de 0.1 eV, dans l'ionosphère alors que l'énergie des PE est répartie sur un spectre s'étalant jusqu'à plusieurs dizaines d'eV; l'énergie E_S se trouve au voisinage de 2 eV.

Si g_i est la fonction de distribution d'un type de particules du milieu de densité n_i, et si nous tenons compte du fait que le gaz de PE est un gaz de Lorentz (les collisions sont binaires et les forces d'interaction entre un PE et un électron thermique, un ion, ou une particule neutre sont centrales et isotropes), le terme de collision est la somme, sur l'indice i des particules du milieu et l'indice j de la collision sur ce type de particules, des termes de la forme :
(Delcroix, 1966, p. 28)

$$\left(\frac{\partial f_c}{\partial t}\right)_{ij} = \int (f' g_i' - f g_i)\, u\, \sigma_{ij}(\chi) \sin\chi \, d\chi \, d\varphi \, d\underset{\sim}{v}_i \qquad (2)$$

où $\sigma_{ij}(\chi)$ est la section efficace différentielle pour l'angle de déviation χ du PE, φ est l'angle polaire autour de la direction de la vitesse $\vec{v}$ du PE avant le choc, f, g_i sont les fonctions de distribution avant le choc, f', g'_i les fonctions de distribution après le choc, et u est le module de la vitesse relative des deux particules entrées en collision.

Dans le cas d'une collision élastique sur une particule neutre, le terme (2) devient :
(Delcroix, 1966, p. 28)

$$J(f) = n_i\, v \int_0^{\pi}\!\!\int_0^{2\pi} (f' - f)\, \sigma_{ij}(\chi) \sin\chi \, d\chi \, d\varphi \qquad (3)$$

Dans le cas d'une collision inélastique sur une particule neutre, ce terme s'écrit : (Delcroix, 1966, p. 67)

$$K(f) = - n_i\, v\, \sigma(v)\, f(\vec{v}) + n_i \frac{v''^2}{v} \int f(\vec{v}'')\, \sigma(v'', \chi) \sin\chi\, d\chi\, d\varphi \qquad (4)$$

où σ (v'', χ, φ) est la section efficace différentielle angulaire de collision inélastique (état initial $\vec{v}$'', état final $\vec{v}$, angle χ entre ces deux vitesses) et σ (v) est la section efficace totale pour passer de v à v''.

Le terme de collisions coulombiennes sur les électrons thermiques, I (f), sera explicité dans la suite, quand nous aurons posé les hypothèses simplificatrices. On peut déjà indiquer que le terme de collisions coulombiennes sur les ions est négligeable à cause de la grande différence de masse entre électrons et ions.

b - Hypothèses simplificatrices - Equation du flux de PE

H1. La fonction de distribution f présente une symétrie de révolution autour du champ magnétique terrestre $\vec{B}$ (on appelle α l'angle d'attaque entre $\vec{B}$ et la vitesse $\vec{v}$ du PE, et on pose $\mu = \cos\alpha$).

H2. La fonction f ne dépend que de l'abscisse s le long des lignes de force du champ magnétique, pour ce qui est de la variation spatiale.

H3. La force $\vec{X}$ se réduit à la force de Laplace due au champ magnétique $\vec{B}$:

$$\vec{X} = m_e\, \vec{\omega}_b \times \vec{v}$$

où ω_b est la gyrofréquence; on néglige donc l'influence d'un champ électrique éventuel (comprenant celui dû à la charge d'espace), ce qui est justifié par les très faibles valeurs de champ électrique comparées aux énergies de PE de plusieurs eV.

En raison de l'hypothèse H1, l'influence de $\vec{B}$ sur la distribution f est alors nulle car f ne dépend que de μ (l'hypothèse de symétrie cylindrique).

H4. Les électrons secondaires produits par ionisation de particules neutres par les PE primaires sont inclus à priori dans le terme de production Q et ne sont pas obtenus grâce à un traitement «self-consistent» qui serait trop lourd à formaliser.

A ce stade, il vaut mieux changer de fonction et de variables pour obtenir l'équation d'évolution du flux de PE, F (t, s, E, μ) ($cm^{-2}\ s^{-1}\ eV^{-1}\ sr^{-1}$) en fonction de t, s, de l'énergie E et du cosinus de l'angle d'attaque μ.

On a la relation :

$$v f \, d\underset{\sim}{v} = F \, dE \, d\Omega$$

avec $d\underset{\sim}{v} = v^2 \, d\Omega \, dv$, où $d\Omega$ est l'élément d'angle solide

et $E = \frac{1}{2} m_e v^2$

d'ou $F = \frac{v^2}{m_e} f$

et l'équation s'écrit :

$$\frac{1}{v}\frac{\partial F}{\partial t} + \mu \frac{\partial F}{\partial s} = \frac{v}{m_e}\frac{\partial f_c}{\partial t} + Q \tag{5}$$

où Q est exprimé dans les nouvelles variables (cm^{-3} s^{-1} eV^{-1} sr^{-1}).

Il nous faut maintenant faire des hypothèses supplémentaires, qui portent sur la détermination des termes de collision.

H5. Comme on ne connait pas les sections efficaces différentielles angulaires pour les collisions élastiques, et comme, d'autre part, les sections efficaces de collision élastique sur les particules neutres sont d'un ordre de grandeur égal ou même supérieur aux sections efficaces de collisions inélastiques, on ne tiendra pas compte de la diffusion angulaire au cours des collisions inélastiques; par conséquent, K s'écrira, d'après (4) :

$$\frac{1}{v} K(F) = \frac{v}{m_e} K(f) = + n_i \left[- \sigma(E) \, F(E) + \sigma(E + \Delta E) \, F(E + \Delta E) \right] \tag{6}$$

où ΔE est le seuil de la collision inélastique envisagée sur l'espèce i.

En ce qui concerne I (f), part de $\partial f_c / \partial t$ due aux collisions coulombiennes sur les électrons thermiques, nous allons comme ci-dessus admettre que la diffusion angulaire est négligeable. Cette hypothèse, inacceptable dans la magnétosphère où la diffusion coulombienne est très importante, est parfaitement justifiée dans la région F que nous considérons ici.

On peut en principe déterminer l'expression de I (f) en partant de l'équation (2). Cependant, l'existence d'une section efficace totale infinie et la nécessité de ce fait de couper l'intégrale aux petits angles pose des problèmes difficiles (Longmire, 1963, par exemple). Il est cependant possible de déterminer I (f) simplement (par exemple, Hoegy et al, 1965) à partir de la perte linéique d'énergie du PE dans le processus coulombien que nous noterons P_e (E) :

$$\frac{dE}{ds} = - P_e(E) = - n_e \; p_e(E) \qquad (7)$$

La quantité p_e (E), perte linéique d'énergie d'un PE par électron thermique, a été évaluée théoriquement. Le travail classique de Butler et Buckingham (1962) fournit :

$$p_e(E) = \frac{k}{E} \qquad (8)$$

pour des énergies supérieures à 0.5 eV; la valeur de k déterminée initialement, $2\ 10^{-12}\ eV^2\ cm^2$, est en fait sousestimée, comme l'ont montré Schunk et Hays (1971). Dans les calculs numériques ultérieurs, nous utiliserons la formule complète préconisée par ces auteurs.

Pour exposer simplement, sinon rigoureusement, la détermination de I (f) à partir de cette perte linéique d'énergie, nous assimilerons tout d'abord les collisions coulombiennes à des collisions inélastiques de seuil très petit ΔE. On peut alors écrire I (f) de façon similaire à K (f), mais sous forme d'accroissement fini :

$$\frac{1}{v} I(F) = \Delta E\, n_e \frac{\partial}{\partial E} \left[\sigma(E)\, F(E)\right] \qquad (9)$$

Cependant, dans le cas des collisions coulombiennes, $\Delta E\sigma(E)$ n'est en fait que p_e (E), ce qui conduit finalement à l'expression cherchée :

$$\frac{1}{v} I(F) = \frac{v}{m_e} I(f) = n_e \frac{\partial}{\partial E} \left[p_e(E)\, F(E)\right] \qquad (10)$$

c - **Fonctions et valeurs propres de l'opérateur J (collisions élastiques sur les neutres avec diffusion angulaire)**

On montre facilement que, dans le cas général, les fonctions sphériques orthogonales Y_{lm} sont les fonctions propres de l'opérateur de collisions élastiques sur les neutres, J (f), qui s'écrit, dans les nouvelles variables :

$$\frac{1}{v} J(F) = n \int_0^{\pi}\int_0^{2\pi} \left[F(\mu') - F(\mu)\right] \sigma(\chi) \sin\chi \, d\chi \, d\varphi \qquad (11)$$

Par conséquent :

$$J(Y_{lm}) = -\nu_l Y_{lm} \qquad (12)$$

Dans le cas présent, on a supposé une symétrie cylindrique (H1). Il en résulte que l'ensemble des fonctions sphériques se réduit aux polynômes de Legendre $P_l(\cos\theta)$. On comprend donc l'intérêt qu'il y aura à faire un développement de l'équation (5) en polynômes de Legendre toutes les fois qu'on aura à étudier l'effet du terme J (F).

Les fréquences ν_l sont données par :

$$\nu_l = 2\pi n_i v \int_0^{\pi} \left[1 - P_l(\cos\chi)\right] \sigma(\chi) \sin\chi \, d\chi \qquad (13)$$

(Delcroix, 1966, p. 30)

Dans le cas où σ est indépendante de l'angle de déviation χ, toutes les fréquences ν_l sont égales (sauf ν_0 qui est toujours nulle). Mais dans ce cas, il est aussi possible de simplifier l'expression J (F) donnée par (11) : Si σ_1 est la section efficace de transfert de quantité de mouvement de la collision élastique, on a : $\sigma_1 = 4\pi\sigma$ et (11) s'écrit :

$$\frac{1}{v} J(F) = n\,\sigma_1 \left[\frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} F(\mu')\, d\mu' - F(\mu)\right] \qquad (14)$$

Dans le cas où σ est anisotrope, la manière la plus simple de la représenter en l'absence de toute mesure est :

$$\sigma(\chi) = a(1 + b\cos\chi) \qquad \text{avec} \qquad |b| < 1$$
$$\nu_1 = 4\pi a v n_i \left(1 - \frac{b}{3}\right)$$
$$\nu_j = 4\pi a v n_i \qquad j > 1$$

d - Développement de l'équation en fonctions sphériques

Etablissons maintenant le développement de l'équation qui nous sera utile dans la suite.

On décompose F en polynômes de Legendre suivant la formule :

$$F(t, s, \mu) = \sum_{j=0}^{\infty} \frac{2j+1}{4\pi} F_j(t, s, E)\, P_j(\mu) \qquad (15)$$

les F_j étant alors donnés par :

$$F_j = \int_{-1}^{+1} 2\,\pi\, P_j(\mu)\, F\, d\mu$$

On peut obtenir facilement, à partir de (5), le système infini d'équations liant les coefficients F_j. En effet, on a :

$$\frac{\partial (F_j P_j)}{\partial t} = \frac{\partial F_j}{\partial t} \times P_j$$

$$\mu \frac{\partial (F_j P_j)}{\partial s} = \frac{\partial F_j}{\partial s} \times \mu P_j(\mu) = \frac{\partial F_j}{\partial s} \times \frac{1}{2j+1} \left[(j+1) P_{j+1}(\mu) + j P_{j-1}(\mu) \right]$$

$I(F_j P_j) = I(F_j) P_j$	d'après H5
$K(F_j P_j) = K(F_j) P_j$	d'après H5
$J(F_j P_j) = -\nu_j F_j P_j$	d'après (12)

D'où le système, Q_j sont les coefficients de Legendre de la production Q :

$$\frac{1}{v} \frac{\partial F_j}{\partial t} + \frac{1}{2j+1} \left[(j+1) \frac{\partial F_{j+1}}{\partial s} + j \frac{\partial F_{j-1}}{\partial s} \right] = \frac{1}{v} I(F_j) + \frac{1}{v} K(F_j) - \frac{1}{v} \nu_j F_j + Q_j \qquad (16)$$

soit, plus explicitement :

$$\left\{ \begin{array}{ll} \frac{1}{v} \frac{\partial F_0}{\partial t} + \frac{\partial F_1}{\partial s} = \frac{1}{v} \left[I(F_0) + K(F_0) \right] + Q_0 & (16,0) \\ \frac{1}{v} \frac{\partial F_1}{\partial t} + \frac{1}{3} \left(2 \frac{\partial F_2}{\partial s} + \frac{\partial F_0}{\partial s} \right) = \frac{1}{v} \left[I(F_1) + K(F_1) \right] - \frac{\nu_1}{v} F_1 + Q_1 & (16,1) \\ \frac{1}{v} \frac{\partial F_2}{\partial t} + \frac{1}{5} \left(3 \frac{\partial F_3}{\partial s} + 2 \frac{\partial F_1}{\partial s} \right) = \frac{1}{v} \left[I(F_2) + K(F_2) \right] - \frac{\nu_2}{v} F_2 + Q_2 & (16,2) \end{array} \right.$$

e - Plan des sections suivantes

Nous avons mis l'équation de Boltzmann sous la forme (5) que nous explicitons ici :

$$\frac{1}{v}\frac{\partial F}{\partial t} + \mu\frac{\partial F}{\partial s} = \frac{1}{v} I(F) + \frac{1}{v} K(F) + \frac{1}{v} J(F) + Q \qquad (5')$$

où K, I, et J sont donnés respectivement par (6), (10) et (11).

α) A basse altitude, dans la région F1 et au-dessous, les collisions sur les particules neutres sont si nombreuses que les PE produits à une altitude restent confinés à cette altitude : On montre dans I.2. que le flux F est alors isotrope et, dans un régime stationnaire, régi par l'équation :

$$\frac{1}{v}\left[I(F) + K(F)\right] + Q = 0$$

La section I.2. est consacrée à l'étude de cette équation, et nous donnera le flux à l'équilibre dans des conditions de chauffage local.

β) Quand on s'élève en altitude, le caractère non local apparait. La méthode numérique décrite dans le chapitre II ne permet de résoudre exactement l'équation (5') que débarrassée du terme de diffusion angulaire J (F) dont le rôle est important lors du chauffage non local. Il nous est donc apparu nécessaire d'étudier ici de façon spécifique l'influence de ce terme J (F). Pour cela, on a, dans un régime stationnaire, grossièrement simplifié la somme des termes I + K; dans la section I.3. on résoud analytiquement l'équation ainsi obtenue pour une section efficace de diffusion angulaire isotrope et pour une production d'anisotropie quelconque, ce qui nous permet une comparaison très précise avec les résultats de Banks et Nagy (1970) et nous renseigne sur la distribution angulaire de la distribution F d'équilibre : ces résultats seront ensuite utilisés pour le calcul numérique.

A la fin de cette section, on résoud la même équation par un développement en polynômes de Legendre, permettant l'introduction d'une section efficace de diffusion angulaire anisotrope.

γ) Lors de la résolution numérique dans des conditions non locales, il nous faudra savoir quelle est la distance parcourue par un PE au bout du temps t, compte-tenu de la réduction de parcours occasionnée par la diffusion angulaire due aux collisions élastiques. Pour cela nous devrons résoudre l'équation (5) dépendante du temps, en ignorant toutes les autres collisions. Ce problème sera traité dans la section I.4.

I.2. Distribution d'équilibre des photoélectrons dans la région F1 et au-dessous (flux isotrope)

Quand les collisions sur les particules neutres sont très nombreuses, la diffusion angulaire très importante rend isotrope la fonction de distribution des PE; en effet, on peut

alors considérer que ν_i augmente indéfiniment dans les équations (16, i) ce qui entraîne $F_i = 0$ $(i > 0)$. Dans un régime stationnaire, l'équation à résoudre est donc :

$$\frac{1}{v}\left[I(F_0) + K(F_0)\right] + Q_0 = 0 \tag{17}$$

C'est une équation aux différences dont on peut obtenir une solution approchée en remplaçant les différences par des dérivées.

a - Hypothèses des pertes continues

Dans le paragraphe I.1.b, nous avons vu comment on passait de K à I, c'est-à-dire, de pertes discrètes par collisions inélastiques de seuil fini ΔE_{ij} (i : espèce neutre; j : indice de la réaction inélastique sur l'espèce i) et de section efficace σ_{ij}^{in}, à des pertes continues caractérisées par :

$$P_n(E) = \Sigma\ n_i\ \sigma_{ij}^{in}(E)\ \Delta E_{ij}$$

Quand donc on remplace les différences dans (6) par des dérivées, on obtient :

$$\frac{1}{v} K(F) = \frac{\partial}{\partial E}\left[P_n(E)\,F(E)\right]$$

d'où l'équation :

$$\frac{\partial}{\partial E}\left\{\left[P_e(E) + P_n(E)\right] F_0(E)\right\} + Q_0(E) = 0$$

qui se résoud facilement (Hœgy et al, 1965) :

$$F_0(E) = \frac{1}{P_e(E) + P_n(E)} \int_E^{\infty} Q_0(E)\,dE$$

Pour écrire ce résultat, on a pris comme condition aux limites $F_0(E) = 0$ pour E infini.

b - Solution formelle et résolution itérative

Une méthode itérative pour la résolution de l'équation aux différences a été proposée par Stewart (communication privée).

Posons :

$$q(E) = \int_E^{\infty} Q_0(E)\,dE$$

et $$\theta(E) = \frac{1}{P_n(E)\,F_0(E)} \sum_{ij} \int_E^{E+\Delta E_{ij}} n_i\,\sigma_{ij}^{in}(E)\,F_0(E)\,dE \qquad (18)$$

L'équation (17), après intégration sur E, s'écrit :

$$F_0(E) = \frac{q(E)}{P_e(E) + P_n(E)\,\theta(E)} \qquad (19)$$

Les relations (18) et (19) permettent d'itérer en partant de la solution approchée dans l'hypothèse continue : on calcule θ (E) à l'aide de cette solution et on porte dans (19), cela donne l'approximation du deuxième ordre, et ainsi de suite. Mais des essais numériques nous ont montré que, d'une part, la convergence est lente, nécessitant de l'ordre de 10 itérations; d'autre part, après une quinzaine d'itérations, les résultats commençent à diverger. De plus, l'algorithme requiert un temps de calcul élevé à cause des nombreuses intégrations qui interviennent dans (18). Nous avons quand même vérifié que la méthode numérique locale présentée au chapitre II, identique en théorie à la résolution itérative dont il est question, en confirmait à peu près les résultats à condition d'arrêter les itérations au moment de la plus grande stabilité de la distribution.

c - Répartition de l'énergie entre les différentes espèces

L'énergie Q_e cédée aux électrons thermiques et l'énergie Q_{ij} cédée aux particules neutres à travers le processus de section efficace σ_{ij} s'obtiennent par intégration sur le flux :

$$Q_e = \int_0^{\infty} P_e(E)\,F_0(E)\,dE$$

$$Q_{ij} = \int_0^{\infty} n_i\,\Delta E_{ij}\,\sigma_{ij}^{in}(E)\,F_0(E)\,dE$$

On peut vérifier qu'il y a conservation de l'énergie, à savoir que la somme des énergies Q_e et Q_{ij} cédées aux électrons et aux particules neutres par unité de temps est égale à la production totale d'énergie par unité de temps.

En effet, on a par intégration par parties :

$$Q_e = \int_0^\infty P_e F_0 \, dE = \Big[E P_e F_0 \Big]_0^\infty + \int_0^\infty E \frac{d}{dE} (P_e F_0) \, dE$$

Le crochet s'annule si on suppose que $E P_e F_0$ tend vers 0 quand E tend vers l'infini; d'où :

$$Q_e = \int_0^\infty E \frac{d}{dE} (P_e F_0) dE$$

De même, puisque P_{ij} ($= n_i \sigma_{ij} \Delta E_{ij}$) est nul si E est plus grand que ΔE_{ij}, on a :

$$Q_{ij} = \int_{\Delta E_{ij}}^\infty \frac{1}{\Delta E_{ij}} (P_{ij} F_0)(E + \Delta E_{ij} - E) = \int_0^\infty \frac{1}{\Delta E_{ij}} \Big[(P_{ij} F_0)_{E+\Delta E_{ij}} - (P_{ij} F_0)_E \Big] E \, dE$$

Ces résultats, ainsi que l'équation (17), après intégration sur l'énergie, établissent la conservation d'énergie * :

$$Q_e + \Sigma \, Q_{ij} = \int_0^\infty E Q_0 (E) \, dE$$

d - **Exemple**

Nous allons maintenant prendre un exemple très schématique pour nous rendre compte de la différence entre les deux résultats («continu» et «discret») ce qui permettra de mieux comprendre les résultats numériques du chapitre II.

Supposons qu'il n'y a qu'une collision inélastique, de seuil ΔE, et que le terme de collisions coulombiennes est nul au-dessus de ΔE. Supposons, d'autre part, que la production est de la forme (Tohmatsu et al, 1965) :

$$Q(E) = e^{-E/E_0}$$

* Remarque sur les dimensions : Q_0 et F_0 sont les productions et les flux intégrés sur l'angle solide, exprimés respectivement en $cm^{-3}\, s^{-1}\, eV^{-1}$ et en $cm^{-2}\, s^{-1}\, eV^{-1}$. Les apports d'énergie Q_e et Q_{ij} sont exprimés en $eV\, cm^{-2}\, s^{-1}$. Les pertes P_e et P_{ij} sont exprimés en $eV\, cm^{-1}$.

Au-dessus de ΔE, l'équation (17) est une équation aux différences qu'on peut résoudre :

$$(P_n F)_E = \frac{\Delta E}{1 - e^{-\frac{\Delta E}{E_0}}} e^{-E/E_0}, \; E > \Delta E$$

Pour obtenir la solution au-dessous de ΔE, nous utiliserons (18) et (19), qui, avec les hypothèses faites, donnent :

$$(p_e F)_E = q(E) - \int_{\Delta E}^{E + \Delta E} (P_n F)_e \frac{de}{\Delta E}$$

$$= E_0 \, e^{-\frac{E}{E_0}} - \frac{E_0}{e^{\frac{\Delta E}{E_0}} - 1} \left(1 - e^{-\frac{E}{E_0}}\right)$$

$$= \frac{E_0}{1 - e^{-\frac{\Delta E}{E_0}}} \left(e^{-\frac{E}{E_0}} - e^{-\frac{\Delta E}{E_0}}\right)$$

Si maintenant F_c désigne la distribution qu'on obtient dans l'approximation continue, on trouve :

$$(P_n F_c)_E = E_0 \, e^{-E/E_0}, \; E > \Delta E$$

$$(P_e F_c)_E = E_0 \cdot e^{-E/E_0}, \; E < \Delta E$$

La figure (1,1) trace les fonctions P F et P F_c où $P = P_e + P_n$ (P_e si $E < \Delta E$, P_n si $E > \Delta E$).

On peut vérifier que :

$$\int P F \, dE = \int P F_c \, dF = \int E \, Q(E) \, dE = E_0^2$$

Mais :

$$Q_e = E_0^2 \left[1 - \frac{r}{e^r - 1}\right] ; \qquad Q_n = \frac{E_0^2 \ r}{e^r - 1}$$

et

$$Q_{e_{continu}} = E_0^2 \ (1 - e^{-r}) ; \qquad Q_{n_{continu}} = E_0^2 \ e^{-r}$$

avec $r = e^{-\Delta E / E_0}$. D'où :

$$\frac{Q_e}{Q_{e_{continu}}} = \frac{e^r - r - 1}{e^r + e^{-r} - 2}$$

Bien que le modèle soit schématique à l'extrême, il donne cependant un ordre de grandeur de ce rapport. E_0 est de l'ordre de 10 eV d'après Tohmatsu et al (1965) et ΔE peut être pris égal au seuil des réactions d'ionisation ou d'excitation, qui varie entre 13 et 2 eV; r varie donc entre 1 et 0.2, et $\frac{Q_e}{Q_{e_{continu}}}$ varie entre 0.66 et 0.5. On doit donc s'attendre à ce que $Q_{e_{continu}}$ soit surestimé d'un facteur compris entre 1.5 et 2 par rapport à la valeur exacte Q_e. Ces résultats seront vérifiés au chapitre II.

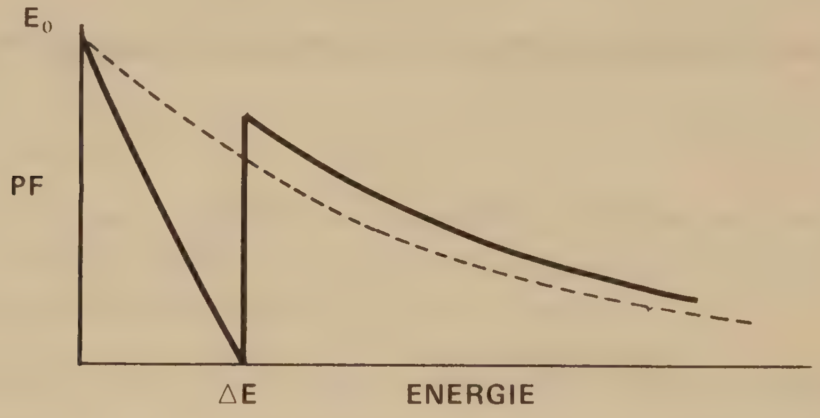


Fig. 1.1 ——— Calcul « discret »
------ Calcul « continu »

I.3. Influence de la diffusion angulaire, dans un régime stationnaire

Avant de se lancer dans un calcul numérique complexe tenant compte du mouvement des PE dans l'ionosphère, comme l'ont fait Nisbet (1968), Nagy et Banks (1970), Cicerone et Bowhill (1970) entre autres, il est essentiel d'avoir une idée de l'influence du terme de

diffusion angulaire sur la distribution F.

Une étude analytique simple a été faite par Banks et Nagy (1970). Dans cette étude, on décompose les flux de PE suivant seulement dans deux directions, la verticale montante et la verticale descendante, en écrivant les équations couplées pour ces deux composantes du flux. Une étude numérique plus détaillée de la distribution angulaire, suivant la méthode de Chandrasekhar (1960) pour la résolution de l'équation de transfert dans le cas «gris» des astrophysiciens, a été faite par Stolarski (1972). Il est cependant possible de faire une étude analytique exacte pour ce cas, comme nous allons le montrer dans cette section. Nous pourrons comparer nos résultats exacts aux résultats de Banks et Nagy (1970), car nous utilisons par ailleurs les mêmes hypothèses simplificatrices, qui vont être énoncées ci-dessous.

a - Hypothèses

Les collisions élastiques sur les particules neutres influencent peu les PE de faible énergie, qui sont de toutes façons, rapidement thermalisées par collisions avec les électrons.

Nous nous intéresserons donc aux PE ayant une énergie de l'ordre de 10 eV, pour lesquels on négligera au contraire le terme de perte d'énergie coulombienne sur les électrons thermiques, d'un ordre de grandeur inférieur, en moyenne, aux pertes d'énergie sur les particules neutres.

Une deuxième hypothèse est que, dans le terme K (F) de l'équation (5), seul le départ des PE est important, c'est-à-dire, que :

$$\sum_{ij} n_i(s) \quad \sigma_{ij}^{in}(E + \Delta E_{ij})\, F(E + \Delta E_{ij}) \ll \left[\sum_{ij} n_i(s)\, \sigma_{ij}^{in}(E) \right] F(E)$$

Cela est vrai si les seuils ΔE_{ij} des réactions d'excitation les plus importantes sont grands, de sorte que les flux à $E + \Delta E_{ij}$ soient très inférieurs aux flux à E. En moyenne, les seuils sont de l'ordre de 10 eV et le flux décroît exponentiellement avec une échelle d'énergie de l'ordre de 10 eV, si bien que l'inégalité forte peut-être assez mal vérifiée, le nombre de PE arrivant à E pouvant être de l'ordre de 30% du nombre de PE quittant E. Quoi qu'il en soit, cette hypothèse est nécessaire pour découpler les différentes énergies et nous serons bien conscients que le résultat ne pourra qu'être qu'une représentation schématique de la réalité.

Admettons maintenant qu'il n'y a qu'une seule espèce de neutres (l'oxygène atomique dans la région F2) et que la densité neutre varie exponentiellement en fonction de l'altitude avec une échelle de hauteur H. Dans la région F2, le milieu reste optiquement

mince pour le rayonnement UV; par suite, l'échelle de hauteur de la production Q est aussi égale à H. Au niveau de référence s = 0, les densités et production sont n_0 et Q^0 (μ) : la production peut être anisotrope (on suppose que la distribution angulaire de la production est indépendante de l'altitude).

Une dernière hypothèse généralement faite en l'absence de mesure de la section efficace différentielle est l'isotropie de la diffusion angulaire (on note la section efficace totale σ_{el}). Nous introduisons enfin les notations condensées q, l et d relatives aux termes qui caractérisent l'importance respectivement de la production, des collisions inélastiques et de la diffusion, en posant :

$$q(\mu) = HQ_0(\mu)$$
$$l = H\, n_0 \sum_j \sigma_j^{in}(E)$$

l'indice j se rapportant aux différents niveaux d'excitation,

et

$$d = H\, n_0\, \sigma^{el}(E)\ ;\ m = d/l$$

b - Ecriture et résolution de l'équation du flux

Avec ces hypothèses, on peut utiliser la formule (14) pour J et l'équation (5) devient :

$$H\, e^{\frac{s}{H}}\, \mu\, \frac{\partial F}{\partial s} = -lF + d\left[\frac{1}{2}\int_{-1}^{+1} F(\mu')\, d\mu - F(\mu)\right] + q \qquad (20)$$

ou encore en prenant comme nouvelle variable de position :

$$r = (l + d)\, e^{-\frac{s}{H}}$$

$$\mu \frac{\partial F}{\partial r} - F + \frac{d}{l + d}\, \frac{1}{2}\int_{-1}^{+1} F(\mu)\, d\mu + \frac{q}{l + d} = 0$$

Finalement, on peut rendre cette équation homogène en posant :

$$F = G + \frac{1}{d + l}\left[q + \frac{d}{l}\, \frac{q_0}{4\pi}\right] \quad \text{où } q_0 = 2\pi \int_{-1}^{+1} q(\mu)\, d\mu$$

D'où :

$$\mu \frac{\partial G}{\partial r} - G + \frac{m}{1+m} \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} G \, d\mu = 0 \qquad (21)$$

avec $m = \frac{d}{l}$

La solution triviale G = 0, dans le cas d'une production isotrope (ce que nous supposerons dans la suite de ce paragraphe), conduit à $F = \frac{q}{l}$, distribution uniforme isotope, qui satisfait l'équation (20) dans l'hypothèse locale. Cette solution, qui est d'ailleurs identique au résultat du paragraphe I.2. compte tenu des hypothèses supplémentaires ci-dessus, est acceptable aux altitudes où le chauffage est local et nous l'adopterons donc comme condition aux limites vers le bas. Cependant, elle conduit vers les altitudes élevées à une solution particulière peu réaliste (nullité du flux net); il est donc nécessaire de rechercher des solutions non triviales, l'équation (21) ayant en fait une infinité de solutions non nulles correspondant à des flux nets différents de zéro.

L'équation (21) a fait l'objet de nombreuses études, en particulier en neutronique; dans le cas où le paramètre m est de l'ordre de 5 ou supérieur, on peut définir une fonction G (r, μ) qui, suffisamment loin de la limite supérieure, ne dépend plus de la distribution angulaire imposée à cette limite : ce cas correspond à une valeur du coefficient de diffusion angulaire grande par rapport au terme de pertes. Dans le cas contraire, quand d devient égal ou inférieur à l, l'influence de la condition aux limites imposée à s infini (r = 0) se répercute à toutes les distances, car la diffusion ne dévie plus suffisamment les PE.

Les valeurs numériques utilisées par Banks et Nagy (1970) et ici-même donnent une valeur de m de l'ordre de 10, ce qui justifie l'emploi de la solution déterminée dans l'annexe A1 :

$$F(s, \mu) = \frac{q}{l} + \frac{F^* m}{4\pi(\lambda_0 + \mu)} e^{-\frac{l+d}{\lambda_0} \exp(-s/H)} \qquad (22)$$

avec

$$Q_1(\lambda_0) = \frac{1}{m}, \quad \lambda_0 > 1, \quad \text{ce qui détermine } \lambda_0. \quad *$$

* Q_1 est ici la fonction de Legendre de 2^0 espèce (notation habituelle Q_1, qu'il ne faut pas confondre avec les productions).

La constante F* a été choisie de telle sorte qu'elle représente le flux net vers le haut à l'altitude supérieure ($r \doteq 0$) : en effet, le flux total est

$$F^* = \int_{-1}^{+1} 2\,\pi\,\mu\,F(\mu)\,d\,\mu$$

Si on impose ce flux, la solution est alors déterminée; dans la plupart des cas cependant, on préfèrera imposer soit le flux total vers le haut F+, soit le flux total vers le bas F— définis par :

$$F_+ = \int_0^1 2\,\tau\,\mu\,F(\mu)\,d\,\mu$$

$$F_- = -\int_{-1}^{0} 2\pi\,\mu\,F(\mu)\,d\mu$$

et qui sont liés à F* par :

$$F^* = \frac{-2\,F_+/m + 2\pi\,q/d}{1 - \lambda_0 \log \dfrac{\lambda_0 + 1}{\lambda_0}} \qquad (23)$$

ou

$$F^* = \frac{-2\,F_-/m + 2\pi\,q/d}{\lambda_0 \log \dfrac{\lambda_0}{\lambda_0 - 1} - 1}$$

L'équation (22) met en évidence la condition que F* doit vérifier pour que le flux F soit partout positif ou nul :

$$F^* \leqslant \frac{4\pi\,q}{d}\,(\lambda_0 - 1) \qquad (23')$$

On montre que λ_0 est égal à 1 pour $m = 0$, et que, pour m grand ($m > 2$) :

$$\lambda_0 \simeq \sqrt{\frac{m + 1.8}{3}}$$

Par conséquent, la borne supérieure de F* décroît et tend vers 0, quand, toutes choses égales par ailleurs, d croît de 0 à l'infini : cela signifie que, quand la diffusion angulaire

augmente, le flux net vers le haut à l'infini diminue ou encore que, pour une production et une perte données de PE dans une colonne d'atmosphère, le flux de PE qui sort de cette colonne décroît quand l'influence de la diffusion angulaire croît.

c - Etude de l'anisotropie du flux

On est maintenant en mesure de déterminer un taux d'anisotropie de la distribution angulaire et les limites de ce taux en fonction des bornes que l'on vient d'assigner à F*.

Les cosinus des angles moyens vers le haut et vers le bas sont définis comme :

$$\bar{\mu}_+ = \frac{\int_0^1 \mu F \, d\mu}{\int_0^1 F \, d\mu} \quad \text{et} \quad \bar{\mu}_- = \frac{\int_{-1}^0 - \mu F \, d\mu}{\int_{-1}^0 F \, d\mu}$$

Dans le cas d'un flux F isotrope, on a :

$$\bar{\mu}_+ = \bar{\mu}_- = \frac{1}{2}$$

Si F n'est pas isotrope, on peut définir des coefficients d'anisotropie a+ et a— pouvant varier entre — 1 et + 1, tels que :

$$\bar{\mu}_+ = \frac{1}{2}\,(1 + a_+) \quad \text{et} \quad \bar{\mu}_- = \frac{1}{2}\,(1 + a_-)$$

L'anisotropie sera d'autant plus grande que a+ ou a— seront plus grands en valeur absolue.

On trouve ici :

$$a_\pm = \frac{(2\,\lambda_0 \pm 1)\log\dfrac{\lambda_0 \pm 1}{\lambda_0} \mp 2}{\dfrac{1}{F'} \mp \log\dfrac{\lambda_0 \pm 1}{\lambda_0}}$$

soit en développant le logarithme au 4e ordre :

$$a_\pm = \frac{1}{3\,\lambda_0} \cdot \frac{\lambda_0 \mp 1}{\pm\left(\dfrac{2\,\lambda_0^2}{F'} - 2\,\lambda_0\right) + 1}$$

où on a posé $F' = \dfrac{d}{4\pi q}\, F^*$, F'devant vérifier :

$$F' \leqslant \lambda_0 - 1 .$$

TABLEAU 1,1

Flux net F*	Diffusion	λ_0	Anisotropie	Angle moyen
Positif	Faible	1	$a_+ \sim 0$ $-\frac{1}{3} < a_- < 0$	$\alpha_+ \sim 60°$ $60° < \alpha_- < 72°$
	Forte	Grand	$0 < a_+ < \frac{1}{9}$ $-\frac{1}{3} < a_- < 0$	$56° < \alpha_+ < 60°$ $60° < \alpha_- < 72°$
Négatif	Faible	1	$a_+ \sim 0$ $0 < a_- < \frac{2}{9}$	$\alpha_+ \sim 60°$ $52° < \alpha_- < 60°$
	Forte	Grand	$a_+ \sim 0$ $a_- \sim 0$	$\alpha_+ \sim 60°$ $\alpha_- \sim 60°$

Intervalles de variation des coefficients d'anisotropie a_+ et a_- et des angles moyens α_+ et α_- des distributions angulaires vers le haut et vers le bas pour des flux nets F*de signes opposés et pour des diffusions angulaires faible ($\lambda_0 \sim 1$) et forte (λ_0 grand).

α) Si le flux net vers le haut est positif : $0 < F' < \lambda_0 - 1$

alors :

$$0 < a_+ < \frac{(\lambda_0 - 1)^2}{3\,\lambda_0\,(3\,\lambda_0 - 1)}$$

et :

$$-\frac{1}{3} < a_- < 0$$

β) S'il y a un flux net vers le bas : $F' < 0$

On trouve alors :

$$-\frac{\lambda_0 - 1}{3\,\lambda_0\,(2\,\lambda_0 - 1)} < a_+ < 0$$

$$0 < a_- < \frac{\lambda_0 + 1}{3\,\lambda_0\,(2\,\lambda_0 + 1)}$$

Le tableau 1,1 récapitule ces résultats et les applique aux cas extrêmes d'une diffusion forte (m grand) et d'une diffusion faible (m petit) (voir page suivante).

On vient de définir les valeurs extrêmes que peuvent prendre a+ et a—. Il est clair que pour une valeur de F* fixée, ces intervalles de variation en fonction de m seront réduits. Même sans cette remarque, on constate que les angles moyens sont toujours compris entre 52° et 72° ; une valeur moyenne de 60° pour α+ et α— (correspondant à l'isotropie) semble donc pleinement justifiée.

Dans le chapitre II, nous nous appuierons sur ces résultats pour choisir comme angles moyens des flux vers le haut et vers le bas les valeurs 60° (méthode numérique).

d - Exemples

Banks et Nagy (1970) ont comme ici déterminé les flux F+ et F— dans une atmosphère exponentielle, en supposant toutefois des angles moyens α+ et α— constants en fonction de l'altitude (cos α+ = cos α-- = 3/8).

Avec nos notations, leur résultat s'écrit :

$$F_+(0) = \frac{4\pi q \bar{\mu}}{2l} \left\{ 1 - \left[1 - \frac{2l}{4\pi q \bar{\mu}} F_-(0) \right] \times \frac{1 - \sqrt{\frac{l}{l+d}}}{1 + \sqrt{\frac{l}{l+d}}} \right\}$$

Pour des PE d'énergie 28 eV, les valeurs numériques adoptées sont :

$$4\pi q = 3.7 \times 10^{-8} \; n_0 \, H \, cm^{-2} \, sec^{-1}$$

$$l = 1.3 \times 10^{-16} \; n_0 \, H$$

$$d = 9.0 \times 10^{-16} \; n_0 \, H$$

Si nous éliminons F* entre les 2 relations (23) nous obtenons quand à nous :

$$F_+(0) = \frac{4\pi q}{4l} \left\{ 1 - \left[1 - \frac{4l}{4\pi q} F_-(0) \right] \times \frac{1 - \lambda_0 \log \frac{\lambda_0 + 1}{\lambda_0}}{\lambda_0 \log \frac{\lambda_0}{\lambda_0 - 1} - 1} \right\}$$

Pour une valeur de $\bar{\mu}$ égale à 0.5, les résultats sont très semblables :

En effet :

$$m = \frac{d}{l} \simeq 7$$

d'où :

$$\lambda_0 \simeq 1.73 \quad \text{et} \quad R = \frac{1 - \lambda_0 \log \frac{\lambda_0 + 1}{\lambda_0}}{\lambda_0 \log [\lambda_0/(\lambda_0 - 1)] - 1} \simeq \frac{3\lambda_0 - 2}{3\lambda_0 + 2} = 0.44$$

Cette valeur de R doit être comparée à la valeur :

$$R_{BN} = \frac{\sqrt{m+1} - 1}{\sqrt{m+1} + 1} = 0.48$$

trouvée par Banks et Nagy avec leur traitement approché.

Cependant, il n'est pas possible de supposer comme le font ces auteurs un flux F— (0) nul : appliquons en effet la condition sur F* donnée en (23) pour les valeurs précédentes,

il vient :

$$F^* \leqslant 3 \times 10^7 \ cm^{-2} \ sec^{-1}$$

soit, d'après (23):

$$F_-(0) \geqslant 2.6 \times 10^7 \ cm^{-2} \ sec^{-1}$$

Pour la valeur limite de F*, traçons la valeur de F en fonction de l'angle de pitch α (Fig. 1.2).

On voit que dans ce cas le flux vers le haut est pratiquement isotrope, alors que le flux vers le bas est nettement anisotrope : on trouve que l'angle moyen du flux vers le bas est 69°.

Un cas particulier est celui d'un flux venant du point conjugué, alors que l'ionosphère locale n'est pas éclairée par le soleil : $q = 0$

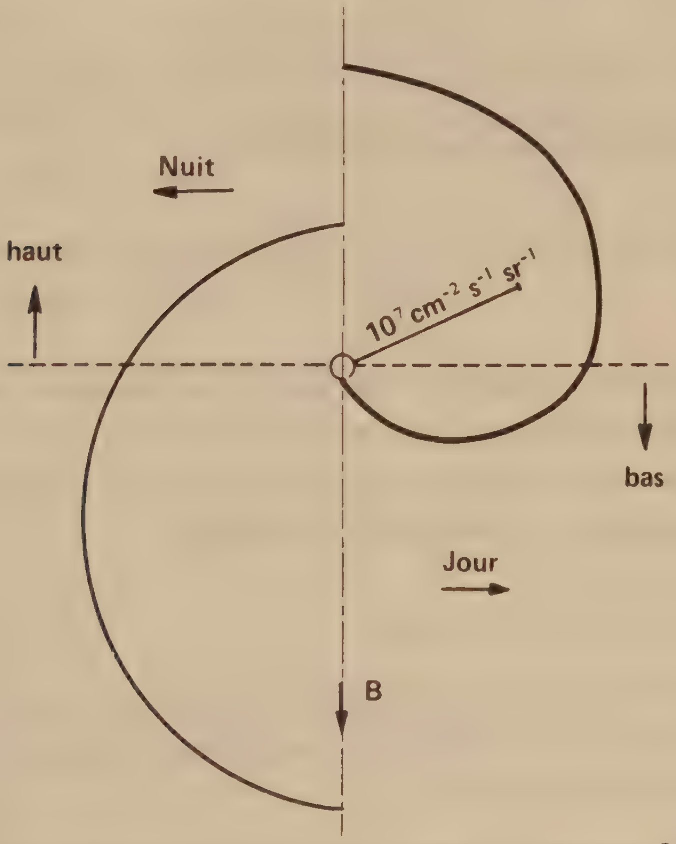


Fig. 1.2 Distribution angulaire du flux autour du champ magnétique. L'échelle est indiquée sur la figure; à droite, cas de jour, avec le flux minimum vers le bas (voir texte); à gauche, cas de lever au point conjugué, avec un flux net vers le bas $F^* = -3.2 \times 10^7 \ cm^{-2} \ s^{-1}$

Dans ce cas, Banks et Nagy trouvent :

$$F_+ (r) = R\,F_- (r)$$

Nous obtenons le même résultat à partir du système (23) quand on fait q = 0, la valeur de R étant légèrment différente comme nous l'avons vu précédemment.

Quand à la distribution angulaire, elle est aussi donnée sur la figure 1,2.

L'angle moyen vers le bas est 55°, et l'angle moyen vers le haut est 62°.

Comparons les variations en fonction de l'altitude trouvées par la méthode de Banks et Nagy et la nôtre.

Banks et Nagy trouvent une variation en :

$$e^{-\frac{l}{\overline{\mu}}\sqrt{m+1}\,\exp\left(-\frac{s}{H}\right)}$$

qui doit être comparée à la variation en :

$$e^{-\frac{l+d}{\lambda_0}\exp\left(-\frac{s}{H}\right)}$$

trouvée ici. Le rapport des facteurs de l'exponentielle est :

$$\frac{\lambda_0}{l+d}\;\frac{l\sqrt{m+1}}{\overline{\mu}} \doteq 1.22$$

La variation des flux en fonction de l'altitude est donc légèrement plus lente dans notre cas, et le flux rétrodiffusé est aussi légèrement plus faible. Cependant, les différences sont minimes et la méthode de Banks et Nagy (1970) peut être considérée comme une très bonne représentation du phénomène de rétrodiffusion.

e - Cas d'une production anisotrope

Comme nous l'avons dit, la solution de l'équation (20) a été trouvée par une production quelconque, mais nous avons très vite particularisé à une production isotrope pour étudier l'anisotropie de la distribution F.

Or, d'après Kennedy et Manson (1972), la distribution angulaire de la production peut s'écrire, développée en polynomes de Legendre :

$$1 - \frac{\beta}{2}\,P_2(\cos\gamma)\;P_2(\mu)$$

où l'angle γ est l'angle entre les rayons lumineux et le champ magnétique et β a une valeur moyenne de 1 ; auparavant, Mariani (1964) avait utilisé une valeur de β égale à 2.

Avec cette distribution, et en utilisant les résultats du b -, F s'écrit :

$$F(s,\mu) = \frac{q_0}{4\pi}\left[\frac{1}{l} - \frac{1}{d+l}\,\frac{\beta}{2}\,P_2(\cos\gamma)\,P_2(\mu)\right] - \frac{c}{\lambda_0+\mu}\,e^{-\frac{l+d}{\lambda_0}}\exp\left(-\frac{s}{H}\right)$$

où c est une constante qu'on peut relier comme précédemment au flux net F*. Nous ne referons pas l'étude de l'anisotropie sur cette fonction F, nous contentant de noter que le terme correctif ajouté est petit dans le cas où d est grand devant l. On peut aussi déduire la distribution à l'équilibre aux basses altitudes, quand l'exponentielle s'annule, mais la remarque précédente s'applique, à savoir que, quand d est grand devant l, cette distribution est voisine de l'isotropie, même si la production est fortement anisotrope.

f - Résolution matricielle - Influence d'une anisotropie de la diffusion

Nous avons pu obtenir la fonction F dans le cas très particulier de la diffusion isotrope.

Dans le cas d'une diffusion anisotrope, il est nécessaire de recourir à des méthodes de résolution approchée. Une méthode classique est le développement en fonctions sphériques, comme on a montré en I.1.d.

Nous allons particulariser le système (16) à l'aide des hypothèses générales faites dans le paragraphe précédent (la production est ici isotrope).

Dans le cas d'une diffusion isotrope, le système s'écrit :

$$\left\{\begin{array}{l} \dfrac{dF_1}{dr} = -\dfrac{4\pi q}{d+l} + \dfrac{1}{m+1}F_0 \\[2em] \dfrac{1}{3}\left[\dfrac{dF_0}{dr} + \dfrac{dF_2}{dr}\right] = F_1 \\[2em] \dfrac{1}{2j+1}\left[j\,\dfrac{dF_{j-1}}{dr} + (j+1)\,\dfrac{dF_{j+1}}{dr}\right] = F_j \end{array}\right. \qquad (24)$$

La résolution de ce système est faite dans l'annexe A2. On retrouve les mêmes valeurs propres et fonctions propres que dans le paragraphe précédent, si on fait tendre l'ordre du système vers l'infini.

Maintenant, écrivons le nouveau système quand la diffusion est anisotrope, et de la forme la plus simple donnée en I.1.c :

$$\sigma(\cos\chi) = a(1 + b\cos\chi)$$

Si la diffusion angulaire a un maximum vers l'avant, ce qui devrait être davantage représentatif de la diffusion des PE énergétiques, b est positif (< 1), et, d'après I.1.c, ν_l doit être multiplié par $1 - \frac{b}{3}$ par rapport aux ν_j (j > 1).

Seule est changée la deuxième équation du système, qui s'écrit :

$$\left\{\begin{array}{l} \dfrac{dF_1}{dr} = -\dfrac{4\pi q}{d+l} + \dfrac{F_0}{m+1} \\[2ex] \dfrac{1}{3}\left[\dfrac{dF_0}{dr} + 2\dfrac{dF_2}{dr}\right] = pF_1 \\[2ex] \dfrac{1}{5}\left[2\dfrac{dF_1}{dr} + 3\dfrac{dF_3}{dr}\right] = F_2 \end{array}\right. \qquad (25)$$

avec :

$$p = 1 - \frac{m}{m+1}\,\frac{b}{3}$$

Le calcul a été fait pour b = 1 et m = 9 ce qui donne pour une valeur de p de 0.7. La valeur de λ_0 est divisée en gros par $\sqrt{p}$, c'est-à-dire 0.85 dans le cas considéré. Pour comprendre la signification de la légère augmentation de λ_0, il faut noter qu'on peut définir un niveau $r = \lambda_0$ correspondant à l'altitude de transition entre les phénomènes «locaux» et «non-locaux». Quand r est bien supérieur à λ_0, c'est-à-dire s bien inférieur à ce niveau de transition, la distribution est presque égale à $\frac{q}{l}$: on est dans le domaine local. Au contraire, bien au-dessus de ce niveau, la valeur de la fonction G n'est plus négligeable pour un flux F fixé : on est dans le domaine non local. Si donc λ_0 augmente quand on passe de la diffusion isotrope à la diffusion choisie ici, cela signifie que l'altitude de transition baisse et que la zone de chauffage local se rétrécit, conformément à l'intuition.

On vérifie par contre, que la distribution angulaire du flux est pratiquement inchangée : on a simplement une dilatation de l'échelle des altitudes.

I.4. Influence de la diffusion angulaire sur le déplacement des photoélectrons

Comme il a été indiqué dans l'exposé du plan (I.1.d), nous avons besoin de savoir dans quelle mesure la diffusion angulaire limite le mouvement des PE dans l'ionosphère. Un moyen simple de répondre à la question est de résoudre l'équation (5') dépendante du temps, avec comme seul terme non nul au 2è membre le terme de diffusion J (F) : cela permet d'étudier l'évolution en fonction de l'espace et du temps d'une distribution initiale de PE quand il n'y a ni production ni perte. Cette distribution initiale sera choisie nulle partout sauf à l'abscisse origine $s = 0$; en fonction de la variable μ, elle pourra être soit isotrope, soit dirigée vers le haut, soit isotrope vers le haut et nulle vers le bas. Cependant, nous montrerons que la forme de cette distribution initiale n'a que peu d'importance quand on s'intéresse au déplacement moyen en fonction du temps le long du champ magnétique.

Ce problème s'apparente à celui du «random walk» et nous verrons des similitudes dans la solution.

La diffusion sera supposée isotrope, et la densité neutre uniforme.

a - Résolution de l'équation du flux

La résolution se fera en développant l'équation en polynômes de Legendre (système 16), en prenant comme nouvelle variable d'espace $u = \frac{s}{v}$. On obtient le système:

$$\left\{ \begin{array}{l} \dfrac{\partial F_1}{\partial u} + \dfrac{\partial F_0}{\partial t} = 0 \\[2ex] \dfrac{1}{3}\left(\dfrac{\partial F_0}{\partial u} + 2\dfrac{\partial F_2}{\partial u}\right) + \dfrac{\partial F_1}{\partial t} + \nu\, F_1 = 0 \\[2ex] \dfrac{1}{2j+1}\left[j\dfrac{\partial F_{j-1}}{\partial u} + (j+1)\dfrac{\partial F_{j+1}}{\partial u}\right] + \dfrac{\partial F_j}{\partial t} + \nu\, F_j = 0 \end{array} \right. \tag{26}$$

Pour résoudre ce système, il est utile de passer par les transformées de Fourier de $F_n(u, t)$ par rapport à la variable u, soit $g_n(r, t)$ (fonctions caractéristiques

de la distribution d'espace) :

$$F_n\ (u, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{iru}\, g_n\ (r, t)\, dr$$

ce qui donne le nouveau système :

$$\begin{cases} ir\ g_1 + \dfrac{\partial g_0}{\partial t} = 0 & (27) \\ \dfrac{ir}{3}(g_0 + 2\,g_2) + \dfrac{\partial g_1}{\partial t} + \nu g_1 = 0 & (28) \\ \dfrac{ir}{5}(2g_1 + 3g_3) + \dfrac{\partial g_2}{\partial t} + \nu g_2 = 0 & (29) \end{cases}$$

Si nous nous intéressons à la distance moyenne à l'origine $\overline{u}(t)$ et à la distance quadratique moyenne à l'origine $\overline{u^2}$ (t) *, on peut montrer qu'il suffit de déterminer la fonction g_0 (r, t) à l'ordre 2 au voisinage de r = 0. On utilise pour cela le résultat classique (par exemple, Woodward, 1960) :

$$\overline{u} = i \left(\frac{\partial g_0}{\partial r}\right)_{r=0}$$

$$\overline{u^2} = - \left(\frac{\partial^2 g_0}{\partial r^2}\right)_{r=0}$$

Un processus itératif permet la détermination de g_0 à l'ordre 2; si tout d'abord r = 0, les équations (27) et (29) donnent :

$$g_0 = C_0$$
$$g_2 = C_2\, e^{-\nu t}$$

* Une méthode semblabe, s'intéressant aux moments de la distribution d'espace, a été beaucoup utilisée en neutronique. Voir par exemple, Spencer, 1955.

Portant ces valeurs dans (28), on obtient, pour r petit :

$$g_1 = C_1\, e^{-\nu t} - \frac{ir}{3\,\nu} \left[C_0 + 2\, C_2\, \nu t\ e^{-\nu t} \right]$$

L'équation (27) donne alors, au 2è ordre en r :

$$g_0 = C_0 + \frac{ir}{\nu}\ C_1\, e^{-\nu t} - \frac{r^2}{3\,\nu^2} \left[C_0\, \nu t - 2\, C_2\, (1 + \nu t)\, e^{-\nu t} \right]$$

Les fonctions C_0, C_1, C_2, fonctions de la seule variable r, seront déterminées par les conditions initiales.

b - Distance moyenne et distance quadratique moyenne en fonction du temps pour différentes conditions initiales

Si la distribution initiale est isotrope, on a :

$$F_0\,(u, 0) = \delta\,(u)$$
$$F_n\,(u, 0) = 0 \qquad\qquad n \geqslant 1$$

Les fonctions g_n vérifient donc :

$$g_0\,(r, 0) = 1$$
$$g_n\,(r, 0) = 0 \qquad\qquad n \geqslant 1$$

ce qui donne :

$$g_0 = 1 - \frac{r^2\, t}{3\nu}$$

soit encore :

$$\overline{u} = 0$$
$$\overline{u^2} = \frac{2t}{3\nu}$$

Par un raisonnement semblable, on trouve les résultats correspondant à d'autres conditions initiales, et tous les résultats sont résumés dans le tableau 1,2

Dans tous les cas, on constate que, pour t suffisamment grand :

$$\overline{u^2} = \frac{2t}{3\,\nu}$$

TABLEAU 1,2

Distribution initiale	C_0	C_1	C_2	$\overline{u}$	$\overline{u^2}$	: (t petit)
Isotrope	1	0	0	0	$\frac{2t}{3\nu}$	$\frac{2t}{3\nu}$
Semi-isotope	$1 - \frac{ir}{2\nu} + \frac{r^2}{3\nu^2}$	$\frac{1}{2} + \frac{ir}{3\nu}$	0	$\frac{1 - e^{-\nu t}}{2\nu}$	$\frac{2}{3\nu^2}(\nu t - 1 + e^{-\nu t})$	: $\simeq \frac{2t^2}{3}$
Vers le haut	$1 - \frac{ir}{\nu} - \frac{r^2}{3\nu^2}$	$1 + \frac{ir}{3\nu}$	1	$\frac{1 - c^{-\nu t}}{\nu}$	$\frac{2}{3\nu^2}[1 + \nu t - (1 + 2\nu t)c^{-\nu t}]$	: $\simeq \frac{4t^2}{3}$

Pour trois formes de distribution angulaire initiale, valeur en fonction du temps t de la distance moyenne à l'origine $\overline{u}$ et de la distance quadratique moyenne $\overline{u^2}$ (et valeur de $\overline{u}^2$ pour t petit; pour t grand, on a $\overline{u}^2 \simeq \frac{2t}{3\nu}$ dans tous les cas). On donne aussi les valeurs correspondantes des coefficients C_0, C_1 et C_2 (voir texte).

Ce résultat peut se mettre sous la forme :

$$\sqrt{\overline{s^2}} = \sqrt{\frac{2}{3}}\,\sqrt{N}\ l$$

où l est ici le libre parcours moyen et N le nombre de collisions pendant le temps t *.

Ce résultat est similaire à celui que l'on obtient pour le «random walk» isotrope dans l'espace. En effet, si l est le libre parcours moyen, le libre parcours moyen en valeur quadratique moyenne est $\sqrt{2}\ l$ et la distance quadratique moyenne est alors $\sqrt{2}\ l \sqrt{N}$. La distance quadratique moyenne obtenue précédemment dans le cas cylindrique est donc proportionnelle à cette valeur, le coefficient de proportionnalité $\frac{1}{\sqrt{3}}$ étant égal à la valeur quadratique moyenne de μ pour une distribution isotrope.

Nous utiliserons cette propriété pour établir l'évolution de la distribution dans le temps. En effet, il est impossible d'inverser analytiquement la transformée de Fourier obtenue précédemment. Aussi, nous prendrons comme distribution approchée celle donnée par le «random walk» discret sur la droite, après transformation adéquate.

c - Distribution sur la droite dans le cas du «random walk»

Au bout du temps $\frac{n-1}{\nu}$, la proportion des particules aux distances ml de l'origine $(0 \leqslant m \leqslant n-1)$ s'établit comme suit (voir par exemple, Feller, 1957) :

$$a_{n,n} = \frac{1}{2^{n-1}} \quad \text{à la distance } \pm (n-1)\,l$$

$$a_{n,\,n-2p} = \frac{1}{2^{n-1}} \; \frac{(n-1)(n-2)(n-3)\dots(n-p)}{p\,!} \quad \text{à la distance } \pm (n-2p-1)\,l \quad (\text{si } n-2p>0)$$

Ou encore, aux faibles distances de l'origine :

$$a_{2n+1,1} = \frac{1}{2^{2n}} \; \frac{(2n)\,!}{(n\,!)^2} \qquad \text{à l'origine}$$

$$a_{2n+1,3} = \frac{1}{2^{2n}} \; \frac{(2n)\,!}{(n-1)\,!\,(n+1)\,!} \qquad \text{à } \pm 2l$$

* Ne pas confondre le libre parcours l avec le paramètre de perte utilisé dans les sections précédentes.

$$a_{2n,2} = \frac{1}{2^{2n-1}} \frac{(2n-1)!}{(n-1)!\,n!} \qquad \text{à } \pm\, l$$

$$a_{2n,4} = \frac{1}{2^{2n-1}} \frac{(2n-1)!}{(n-2)!\,(n+1)!} \qquad \text{à } \pm 3\, l$$

D'où les valeurs indiquées dans le tableau 1,3.

En réalité, la distance entre ces deux collisions peut prendre toutes les valeurs (la moyenne étant égale au libre parcours moyen), et la distribution réelle à l'instant t n'est pas discrète mais continue; on peut en avoir une bonne idéee en faisant passer une courbe continue par les valeurs obtenues ci-dessus et on obtient le système de courbes de la figure 1,3 paramétrées par le temps à partir de l'origine.

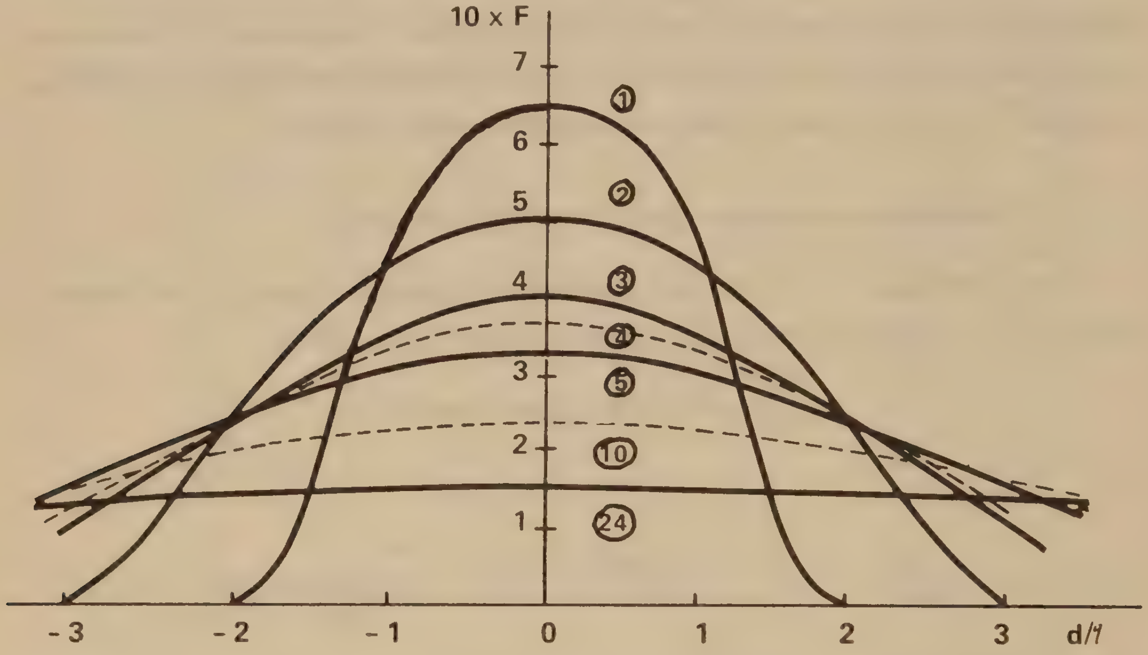


Fig. 1,3 Distribution F de particules autour de l'origine après le nombre moyen de collisions élastiques indiqué en cote ; d est la distance de l'origine, l_n le libre parcours moyen.

D'après l'analogie notée précédemment, nous prendrons pour le cas cylindrique les mêmes distributions; il suffira de multiplier l'échelle des distances par $\sqrt{3}$, d étant alors la distance prise le long du champ magnétique.

On voit sur les courbes de la figure 1,3 qu'après 24 collisions il y a encore 50% des particules à une distance inférieure à $3\,l$ de l'origine : cette propriété sera exploitée au chapitre II.

TABLEAU 1,3

n	1	2	3	4	5	6	7	8	. . .	12
$a_{2n+1,1}$	.50	.37	.31	.28	.24	.23	.21	.20		.16
$a_{2n+1,3}$	.25	.25	.23	.22	.20	.19	.18	.17		.15
$a_{2n,2}$	.50	.37	.31	.27	.25	.23	.21	.19		.16
$a_{2n,4}$		.12	.16	.17	.17	.16	.16	.15		.14

Proportion a_{ij} de particules régies par le processus de «random walk» à une dimension (libre parcours moyen l) à la distance ± (j – 1) l de l'origine, après un nombre de collisions égal à i – 1.

1.5. Conclusion

Grâce à l'étude des flux de photoélectrons dans l'ionosphère à partir de l'équation de Boltzmann, nous sommes maintenant en mesure de comprendre l'effet des simplifications que chacun est amené à faire pour des études particulières : influence du caractère discret des collisions, influence de l'effet de diffusion angulaire. C'est en fait ce dernier phénomène qui présente le plus de difficultés et qui nous a le plus retenu au cours de ce chapitre. On a pu tout d'abord calculer la distribution angulaire du flux dans le cas d'une diffusion dominante par rapport aux pertes, dans le cas d'un régime stationnaire.

Après quoi, l'étude de ce terme dans un régime non stationnaire a nécessité un développement en polynômes de Legendre qui se révèle aussi très fructueux dans les cas où, en régime stationnaire, la diffusion angulaire est anisotrope. Dans ce dernier cas, on a même effectué un traitement numérique simple qui ne poserait sans doute pas davantage de problèmes si on introduisait des mécanismes plus nombreux et plus réalistes : il est donc possible qu'une résolution matricielle de l'équation générale, la distribution étant décomposée en polynômes de Legendre, conduise à un traitement plus satisfaisant que la méthode de calcul numérique non local exposée dans le chapitre II, de même que des méthodes plus élaborées comme celles utilisées par Nagy et Banks (1970) et Cicerone et Bowhill (1970) et Swartz (1972).

II. ETUDE NUMERIQUE DE L'EVOLUTION DE LA FONCTION DE DISTRIBUTION DES PHOTOELECTRONS DANS L'IONOSPHERE

Dans le chapitre précédent, nous avons présenté l'équation générale vérifiée par le flux F des PE dans l'ionosphère; nous avons constaté que, excepté dans l'approximation locale et continue, il n'est pas possible d'obtenir une solution analytique compte tenu de la complexité des équations et des paramètres. Ce chapitre est consacré à l'étude numérique de la fonction F : la méthode utilisée est rigoureuse dans le cas du chauffage local et nous allons commencer par l'exposer dans ce cas (section II.1.). Dans la section II.2., nous donnerons quelques indications sur les variations des résultats en fonction des paramètres ionosphériques.

La section II.3. présentera une méthode de calcul non local, qui repose, quant aux approximations qui y sont faites, sur l'analyse présentée dans les sections I.3. et I.4.

Enfin, la section II.4. sera consacrée aux résultats du calcul non local en fonction des paramètres ionosphériques.

II.1. Calcul local : méthode

Dans l'hypothèse locale, l'équation à résoudre est l'équation (17), K et I étant donnés par (6) et (10), soit : $\frac{1}{v}[I(F) + K(F)] + Q = 0$ (30)

Nous avons présenté dans la section I.2.b. une méthode itérative de résolution de l'équation valable dans l'hypothèse locale (c'est-à-dire à basse altitude). Cependant, nous avons remarqué que la convergence était mauvaise et les calculs trop longs. De plus, il faut noter que la méthode ne tient pas compte des électrons secondaires produits par ionisation par choc. Enfin, il semble très difficile de généraliser cette méthode au cas non local. La méthode finalement retenue, et présentée dans cette section, n'a aucun de ces inconvénients. Elle a été décrite par Dalgarno et Lejeune (1971) (noté par la suite DL 71) et appliquée ensuite à l'ionosphère crépusculaire dans l'hypothèse non locale (Lejeune et Dalgarno, 1973).

Dans son principe, elle n'est pas très différente des méthodes de Nisbet (1968) ou Banks et Nagy (1970) appliquées dans l'hypothèse locale.

a - Discrétisation du terme de pertes coulombiennes

Nous nous proposons de calculer la fonction de distribution F du flux de PE, ($cm^{-2}\ s^{-1}\ eV^{-1}$), dans un régime stationnaire, aux énergies $E_1, E_2, \ldots, E_n$, en connaissant les productions à ces énergies, $Q_1, \ldots, Q_n$ en unités $cm^{-3}\ s^{-1}\ eV^{-1}$ (on intègre donc ici la production et le flux sur toutes les directions des vitesses, comme en I.2.).

Définissons, de la même manière que Nagy et Banks (1970), la section efficace de collision d'un PE d'énergie E_s (et de vitesse v_s) sur les électrons thermiques de densité n_e; la perte d'énergie par unité de longueur étant :

$$\frac{dE}{dx} = - n_e \; p_e \; (E_s) \, ,$$

la distance l_e nécessaire pour que le PE passe de l'énergie E_s à l'énergie E_{s-1} par un processus coulombien est :

$$l_e = \frac{\delta \; E_s}{n_e \; p_e \; (E_s)} \, ,$$

avec

$$\delta E_s = E_s - E_{s-1} \, .$$

On dira que l_e est le «libre parcours moyen» relatif à la collision PE – électrons dans laquelle les PE passent de l'énergie E_s à E_{s-1}. La section efficace correspondante est :

$$\sigma_e = \frac{p_e \, (E_s)}{\delta \, E_s}$$

Le seuil affecté à cette réaction est alors $\Delta E_e = \delta \, E_s$.

Le calcul sera d'autant plus précis que les $\delta \, E_i$ seront plus petits; en pratique cependant, les collisions coulombiennes ne deviennent significatives qu'aux basses énergies, en-dessous de 10 eV, et la validité de la méthode ne requiert de faibles $\delta \, E_i$ qu'à ces faibles énergies.

Dans ces conditions, le terme de pertes continues I (F) de l'équation (30) peut se mettre sous la forme discrète :

$$n_e \frac{\partial}{\partial E} (p_e \; F) = (n_e \; \sigma_e F)_{E_{s+1}} - (n_e \; \sigma_e \; F)_{E_s}$$

et l'équation peut s'écrire :

$$F \, (E_s) = \frac{Q(E_s) + \sum_i n_i \; \sigma_i \; (E_s + \Delta E_i) \; F \; (E_s + \Delta E_i)}{\sum_i n_i \; \sigma_i \; (E_s)} \tag{31}$$

où la sommation se fait sur toutes les collisions, y compris les collisions coulombiennes.

Nous noterons que le terme :

$$q_i\ (E_s + \Delta E_i,\ E_s) = n_i\ \sigma_i\ (E_s + \Delta E_i)\ F\ (E_s + \Delta E_i) \qquad (32)$$

peut être considéré comme une production à E_s par cascade à partir de l'énergie supérieure $E_s + \Delta E_i$, par une collision de type i .

Nous pouvons ainsi définir une production totale $Q_t\ (E_s)$ à E_s :

$$Q_t\ (E_s) = Q(E_s) + \sum_i q_i\ (E_s + \Delta E_i\ ,\ E_s) \qquad (33)$$

telle que d'après (31) :

$$F(E_s) = \frac{Q_t\ (E_s)}{\sum_i n_i\ \sigma_i (E_s)} \qquad (34)$$

b - Définition des productions en cascade aux énergies E_s

D'après (31) la contribution de F (E_s) à F $(E_s - \Delta E_i)$ peut se représenter sous la forme d'une production à $E_s - \Delta E_i$ venant de E_s que nous noterons, de même que (32) :

$$q_i\ (E_s,\ E_s - \Delta E_i) = n_i\ \sigma_i\ (E_s)\ F\ (E_s) = p_{is}\ Q_t\ (E_s)$$

avec

$$p_{is} = \frac{n_i\ \sigma_i\ (E_s)}{\sum_i n_i\ \sigma_i (E_s)} \qquad (35)$$

Soit E_k et E_{k-1} les énergies de la suite $E_1, \ldots, E_n$ qui entourent $E_s - \Delta E_i$.

L'indice k est une fonction de s et de i que nous noterons dorénavant k_{is}, telle que :

$$E_{k_{is-1}} \leqslant E_s - \Delta E_i < E_{k_{is}}$$

Définissons aussi :

$$r_{is} = \frac{E_s - \Delta E_i - E_{k-1}}{E_k - E_{k-1}} \qquad (36)$$

Nous ferons l'hypothèse, pour les besoins du calcul, que la production en cascade $q_i(E_s, E_s - \Delta E_i)$ à $E_s - \Delta E_i$ est équivalente aux productions à E_{k-1} et à E_k, $q_i(E_s, E_{k-1})$ et $q_i(E_s, E_k)$ définies par interpolation linéaire de façon qu'il y ait conservation des particules et de l'énergie; on pose donc :

$$q_i(E_s, E_s - \Delta E_i) \leftrightharpoons q_i(E_s, E_{k-1}) + q_i(E_s, E_k) \tag{37}$$

avec

$$\begin{aligned} q_i(E_s, E_k) &= r_{is}\, p_{is}\, Q_t(E_s) \\ q_i(E_s, E_{k-1}) &= (1 - r_{is})\, p_{is}\, Q_t(E_s) \end{aligned} \tag{38}$$

Cette hypothèse n'impose aucune limitation au calcul lorsqu'on fait tendre vers zéro les pas en énergie δE_s : il nous faudra néanmoins choisir le pas δE_s au mieux, de façon à minimaliser le temps de calcul sans pour cela que les résultats soient affectés d'erreurs dues à la quantification. Dans le cas où $p_{is}\, Q_t(E_s)$ ne varie pas sur un intervalle de calcul, il est alors facile de voir que (37) est exact.

c - Cas d'un processus d'ionisation

Dans le cas d'un processus d'ionisation, la section efficace totale s'obtient par intégration de la section efficace différentielle sur l'énergie W perdue par le PE au cours de l'ionisation :

$$\sigma_i(E_s) = \int S_i(E_s, W)\, dW$$

A chaque valeur de W correspond un électron secondaire d'énergie $W - \Delta E_i$ où ΔE_i est le potentiel d'ionisation. Si on considère que l'électron incident et l'électron secondaire sont indiscernables, le domaine d'intégration de W s'étend de E_i à $\frac{E_s + \Delta E_i}{2}$.

Cet intervalle est découpé en une suite de valeurs discrètes W_e; à chaque W_e correspond un processus, de section efficace $S_i(E_s, W_e)\, \Delta W_e$, à la suite duquel deux électrons sont produits, l'un à l'énergie $E_s - W_e$, l'autre à l'énergie $W_e - \Delta E_i$. Du point de vue de la méthode numérique, on est ramené à deux excitations de même section efficace, l'une de seuil W_e et l'autre de seuil $E_s + \Delta E_i - W_e$, l'électron secondaire n'étant pas distingué des PE initiaux.

Pour chaque W_e, il y aura donc quatre productions en cascade du type (38).

d - **Résolution de l'équation**

Les relations (33), (37) et (38) définissent un système d'équations linéaires reliant les quantités $Q_t(E_s)$. Ecrivons ce système :

$$Q_t(E_s) = Q(E_s) + \sum_{\{(i,u)\,:\,k_{iu} = s\}} r_{iu}\, p_{iu}\, Q_t(E_u)$$

$$+ \sum_{\{(j,v)\,:\,k_{jv} = s+1\}} (1 - r_{jv})\, p_{jv}\, Q_t(E_v) \qquad (39)$$

La première sommation s'effectue sur tous les couples (i, u) qui donnent une valeur de $k_{i,u}$, définie en (36), égale à s; pour la deuxième sommation, c'est $k_{j,v-1}$ qui doit être égal à s.

Comme on a toujours $k_{i,s} \leqslant s$, on a aussi.:

$$u \geqslant s$$

et $$v \geqslant s + 1$$

La matrice du système est donc triangulaire et on le résoud sans difficulté de proche en proche en partant de l'énergie la plus élevée E_n.

La méthode originelle de résolution développée par Jura (1971), à la suite de Peterson (1969), était plus restrictive que celle décrite ci-dessus, en ce sens qu'elle ne permettait que :

$$u > s$$

Pour cela, il fallait que le pas de calcul en énergie, ΔE_s, soit toujour inférieur aux seuils ΔE des réactions d'excitation et d'ionisation, ce qui entraînait en fait : $E < 2$ eV, seuil de 0^1D. Nous avons préféré nous affranchir de cette limite qui semblait bien trop sévère aux grandes énergies, et, au contraire, diminuer le pas à basse énergie, choisissant pour cela des pas en progression arithmétique.

On arrête le calcul de F à 2 eV, mais on calcule la production en cascade au-dessous. En général, on a admis que toute l'énergie Q_t produite en-dessous de 2 eV était entièrement cédée aux électrons thermiques (cf. I.2.); cependant, comme nous le verrons dans l'appendice A4 de la section IV.3., il est très possible de tenir compte d'autres processus collisionnels (excitation de rotation et vibration sur 0_2 ou N_2 ou excitation de structure fine sur 0) que l'on peut alors considérer comme continus (seuils très petits) et traiter comme en I.2.

Pratiquement, le calcul se déroule comme suit :

On commence par l'énergie la plus grande E_n, de l'ordre de 100 eV. On calcule $Q_t(E_n)$ et

on met en mémoire les quantités $q_i (E_n, E_k)$ et $q_i (E_n, E_{k-1})$, définies en (38), aux énergies respectivement E_k et E_{k-1}, comme productions en cascade à ajouter à $Q (E_k)$ et $Q (E_{k-1})$, cela pour chaque processus de perte coulombienne, excitation, ou ionisation. En même temps, on calcule l'énergie cédée aux électrons thermiques ou à l'espèce neutre correspondant au processus en question, énergie Q_i qui s'écrit :

$$Q_i = \Delta E_i \; p_{in} \; Q_t (E_n) \tag{40}$$

On passe ensuite à l'énergie E_{n-1}, et ainsi de suite jusqu'à E_1.

Les flux s'obtiennent alors immédiatement par application de (34).

On peut enfin vérifier que l'énergie cédée à travers le processus i et calculée comme on l'a vu de proche en proche par sommation pour les énergies $E_n, E_{n-1}, \ldots, E_1$ s'obtient aussi par la formule établie en I.2., où l'intégrale est transformée ici en une sommation :

$$Q_i = \sum_s n_i \, \sigma_i (E_s) \, \Delta E_i \, F (E_s) \tag{41}$$

e - Présentation différente de la méthode

Dans DL 71, la même méthode a été présentée de façon différente : on calculait, pour un PE produit à l'énergie E_s, la part d'énergie cédée dans chacun des processus i. Pour cela, on partait de l'énergie la plus basse E_1, puis on continuait vers E_n. La quantité p_{is} donnée par (35) était définie comme la probabilité, pour un PE d'énergie E_s qui subit une collision, d'aller à l'énergie $E_s - \Delta E_i$ après avoir subi une collision de type i.

Les résultats de cette étude seront rappelés dans la section suivante.

II.2. Calcul local : résultats, influence du pas en énergie

a - Sections efficaces

Un cas particulier très important pour l'étude de l'ionosphère est la redistribution de l'énergie des PE dans un gaz d'oxygène atomique 0, ions d'oxygène 0^+ et électrons. Ce cas a été étudié en détail par DL 71. Des sections efficaces différentielles pour l'ionisation ont été établies suivant l'approche de Khare et Padalia (1970); pour les sections efficaces d'excitation, on a pris les valeurs couramment admises (Stolarski et Johnson, 1972). La seule inconnue vient de la réaction d'excitation des niveaux de résonance $0\ (2p^3\ 3s)^3\ S^0$. Des mesures récentes de Stone et Zipf (1971) donnent une section efficace bien plus élevée

(maximum 1.2 x 10^{-16} cm^2 à 17 eV) que les valeurs couramment utilisées (maximu 10^{-17} à 40 eV) mais sont par contre en bon accord avec des calculs théoriques faits par Stauffer et Mc Dowell (1966). Les deux valeurs ont été utilisées successivement pour tester l'influence du choix des sections efficaces sur les résultats.

Pour ce qui est de la perte d'énergie des PE sur les électrons thermiques, les calculs récents de Schunk et Hays (1971) ont été suivis ce qui donne une perte plus élevée d'environ 50% par rapport à la formule classique de Butler et Buckingham (cf I.2.).

b - Résultats

Le gaz est caractérisé par le taux d'ionisation $\frac{n_e}{n_0}$ (on suppose toujours que seuls sont présents 0 et 0^+) qui varie entre 10^{-2} et 10^{-6} pour des conditions extrêmes (10^{-2} à haute altitude, 10^{-6} à basse altitude). Ce paramètre va exercer une influence importante sur les résultats, du fait que sa valeur traduit l'importance respective des pertes continues et discontinues. Pour un PE d'énergie initiale E_s, nous avons calculé la quantité d'énergie Q_e cédée aux électrons thermiques, ainsi que le nombre d'excitations des niveaux ^1D et $^3S^0$ de 0. Ces quantités sont tracées en fonction de E_s sur les figures (2.1) et (2.2), pour deux suites d'énergies E_s. Pour les 2 suites, l'énergie E_1 est la même (2.0 eV); les suites auxquelles nous nous référons par les expressions «grand pas en énergie» et «petit pas en énergie» sont définis par :

$$E_{s+1} = 1.1 \times E_s \qquad \text{(grand pas)}$$

$$E_{s+1} = \sqrt{1.1} \times E_s \qquad \text{(petit pas)}$$

Nous avons aussi déterminé les flux F (E) qui correspondent à une production initiale unité à l'énergie E_s [$Q(E) = \delta(E - E_s)$]. Un exemple de ces flux est donné sur les figures 2,3 et 2,4, pour des énergies E_s égales à 4 eV et à 19 eV. La première valeur a été choisie de manière à mettre en évidence l'influence des deux seuls processus (pertes coulombiennes et excitation de 0^1D) qui interviennent au-dessous de 4 eV. La deuxième valeur de E_s est suffisamment grande pour que tous les processus d'excitation et d'ionisation interviennent dans la détermination de F.

Pour ces calculs, on a prix la valeur élevée de section efficace pour l'excitation de la raie de résonance (cf II.2.a), et on a choisi pour n_e une valeur moyenne de 5 x 10^5 cm^{-3} (cette valeur intervient pour son logarithme pour le calcul de la perte d'énergie par électron thermique (Schunk et Hays, 1971)).

Les figures 2,1 et 2,3 montrent que, dans le cas où les pertes sur les électrons sont prépondérantes (n_e/n_0 élevé) d'une part les courbes de répartition d'énergie et de flux d'équilibre sont régulières et d'autre part le choix du pas en énergie joue très peu.

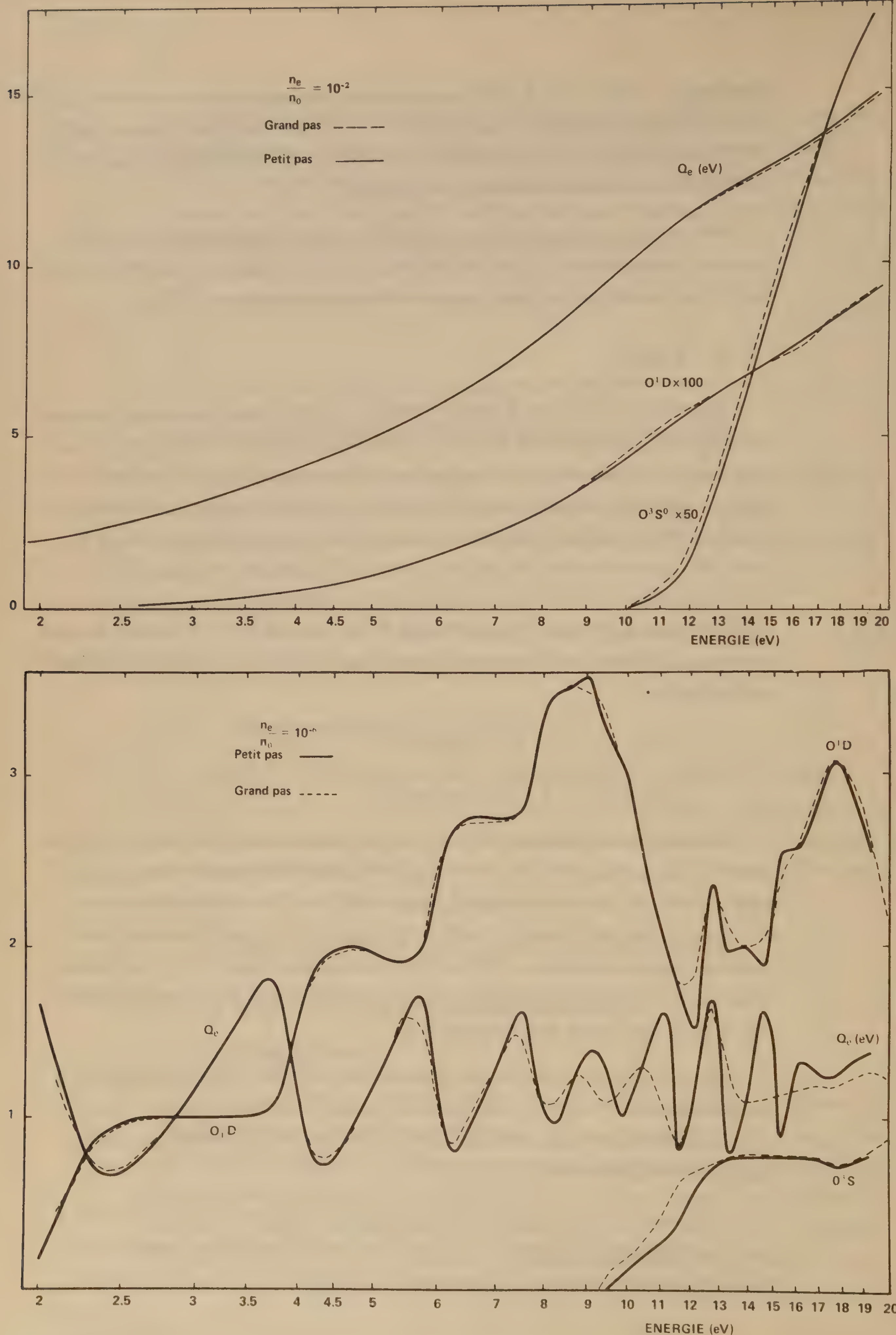


Fig. 2.1 et 2.2

Energie cédée aux électrons thermiques Q_e et nombre d'excitations de O^1D et O^3S^0 en fonction de l'énergie initiale du photoélectron, pour deux taux d'ionisation extrêmes, et pour deux pas en énergie (voir texte).

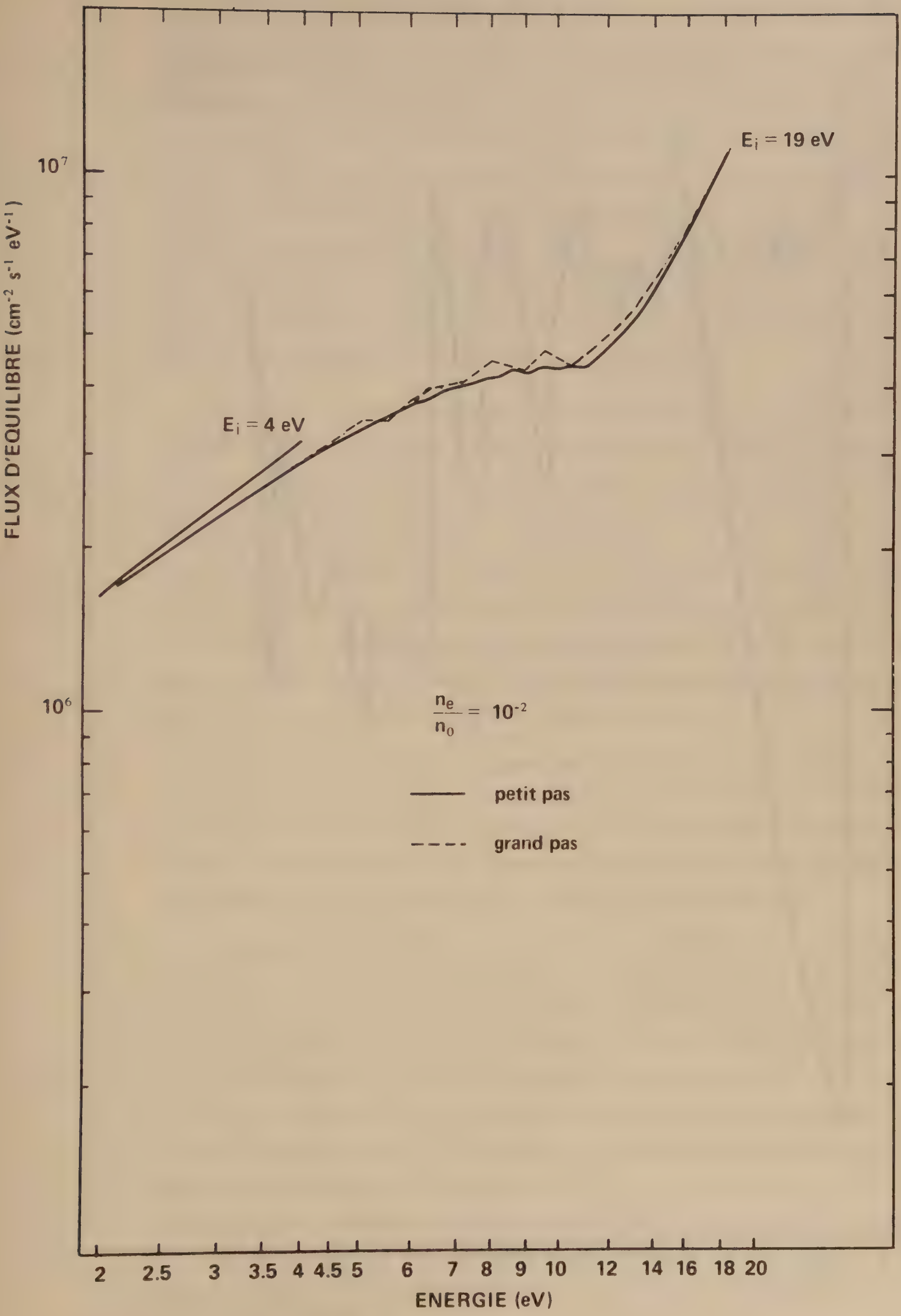


Fig. 2.3 Flux d'équilibre pour des productions unité à 4 eV et 19 eV, pour un fort taux d'ionisation

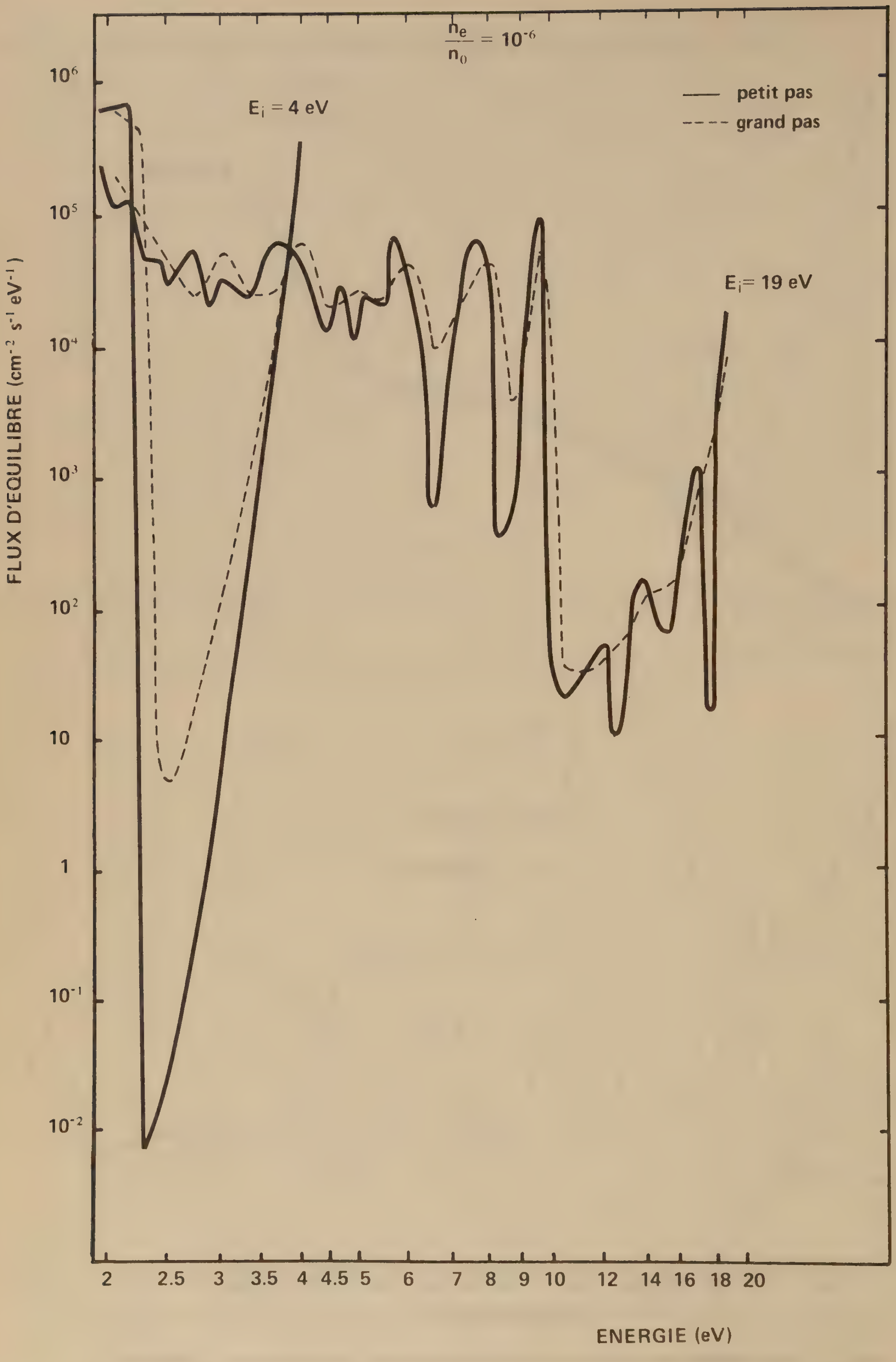


Fig. 2.4 Flux d'équilibre pour des productions unité à 4 eV et 19 eV, pour un faible taux d'ionisation

On constate de plus sur la figure 2,3 que pratiquement toute l'énergie produite à grande énergie (ici 19 eV) arrive par cascades successives jusqu'aux faibles énergies, ce qu'indique la proximité des courbes correspondant à des productions d'énergie différente (19 eV et 4 eV). D'après I.2., on voit en effet que si n_e/n_0 est élevé la distribution alors est à peu près égale à $\frac{1}{n_e p_e}$ cm^{-2} s^{-1} eV^{-1} pour une production unité (cm^{-3} s^{-1}) au-dessus de l'énergie E, puisque P_n est faible par rapport à P_e. On peut montrer que la courbe $\frac{1}{n_e p_e (E)}$ est confondue avec les courbes F (E) de la figure 2,3.

Ces résultats (faible influence du pas en énergie, et accord avec le calcul continu) montrent que l'effet de la discrétisation du terme de pertes coulombiennes est négligeable pour les suites d'énergies choisies. Le choix du grand pas en énergie n'est donc pas une source d'erreur numérique pour le calcul des pertes coulombiennes.

Pour ce qui est des cas où n_e/n_0 est faible, c'est-à-dire quand le caractère discret est prépondérant; le choix de la suite d'énergies est plus important; cela est illustré par la figure 2,2 qui présente une structure très marquée pour Q_e et 0^1D : 0^1D recueille la plus grande partie de l'énergie jusqu'à 9 eV, augmentant par paliers chaque fois que l'énergie du PE augmente d'une quantité égale au seuil de la réaction. Corrélativement, Q_e a une pseudo périodicité égale à ce seuil, périodicité qui persiste jusqu'à des énergies voisines de 15 eV, quand les pertes sur 0^5S^0 et 0^3S^0 ont mis fin à la croissance par paliers de 0^1D. Vers 15 eV, la périodicité de Q_e n'est cependant détectée que par le calcul à faible pas d'énergie; dans le cas du pas double, le nombre de valeurs échantillonnées sur un intervalle de 2 eV est insuffisant pour mettre en évidence la structure.

L'influence du pas en énergie lorsque n_e/n_0 est très petit est encore plus grande pour les flux comme le montre la figure 2,4. Pour comprendre ces différences, il faut revenir à l'hypothèse d'interpolation exprimée par l'équation (37). Les différences obtenues entre les deux pas en énergie montrent que, même pour le faible pas en énergie, cette approximation dégrade le calcul du flux F pour une production monoénergétique.

Cependant, à la fin du II.1.b, nous remarquions que l'hypothèse (37) n'apporte aucune erreur à condition que p_{is} Q_t (E_s) varie peu en fonction de E_s. Si nous faisons l'hypothèse que p_{is} ne varie pas sur un intervalle de calcul δE_s, la condition précédente sera forcément vérifiée dans la mesure où on suppose de plus la production uniforme entre E_n énergie maximale, et E_{n-1}. En effet, puisque δE_n est le plus grand de tous les intervalles d'énergie, tous les autres Q_t (E_s) seront uniformes sur δE_s. Par conséquent, les résultats présentés sur les figures 2,2 et 2,4 sont en fait des redistributions d'énergie et des flux valables pour des productions unité réparties entre E_s et E_{s-1} uniformément. Il n'est donc pas étonnant qu'on obtienne des flux moins variables pour le grand pas en énergie puisque la production est alors érpartie sur une énergie deux fois plus grande. Cependant, après intégration des productions sur toutes les énergies, les différences disparaissent presque

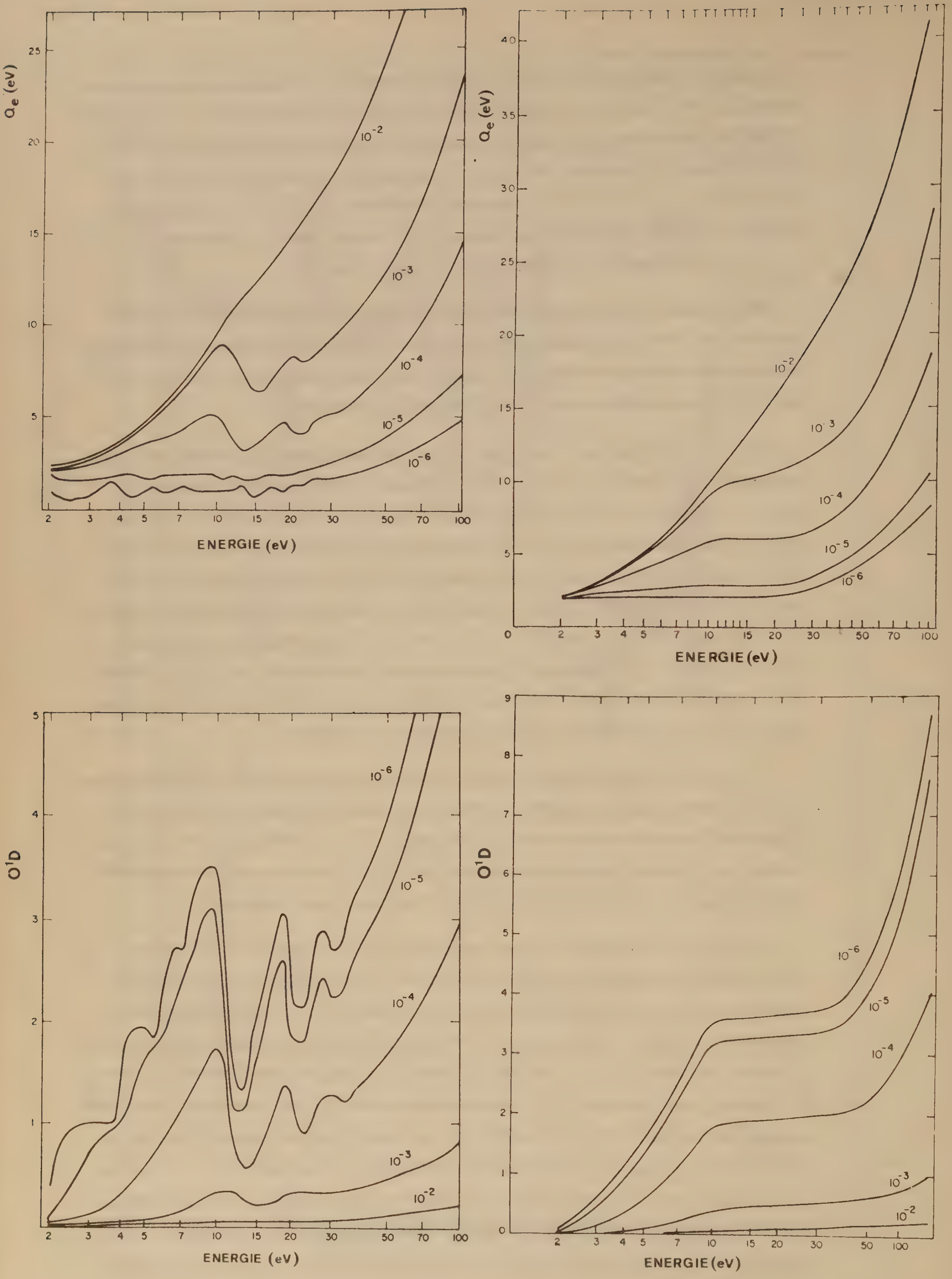


Fig. 2.5, 2.6, 2.7 et 2.8

Energie cédée aux électrons thermiques Q_e ou nombre d'excitations de O^1D produites par un photoélectron en fonction de l'énergie initiale du photoélectron (en cote, le taux d'ionisation). A gauche : calcul discret ; à droite : calcul continu

totalement et il est tout à fait légitime d'utiliser pour les calculs numériques ultérieurs le grand pas en énergie.

c - Comparaison entre le calcul discret et le calcul continu

Nous avons vu dans le paragraphe précédent que la discrétisation du terme de pertes continues n'apportait aucune erreur numérique. Il convient d'examiner, inversement, dans quelle mesure l'assimilation des pertes par collisions inélastiques sur les neutres à des pertes continues constituerait une source d'erreur. Pour simuler le calcul continu présenté en I.2., nous choisirons donc ici de le traiter de la même manière que le terme continu de pertes coulombiennes, à l'aide de la méthode numérique utilisée dans ce chapitre : on suppose simplement que le seuil de chaque réaction inélastique a la valeur δE_s, pas en énergie, au lieu de la valeur réelle ΔE_i, et on multiplie la section efficace par $\frac{\Delta E_i}{\delta E_s}$ afin de renormaliser la perte totale d'énergie.

Les figures 2,5 et 2,6 (figures 14 et 15 de DL 71), permettent de comparer les résultats obtenus par les deux méthodes, discrète et «continue», pour ce qui est de l'énergie cédée aux électrons thermiques. Le résultat «continu» de la figure 2,6 ne fait pas apparaître de structure en fonction de l'énergie du PE incident, contrairement au résultat discret de la figure 2,5. D'autre part, pour des valeurs de n_e/n_0 inférieures à 10^{-3}, et pour des énergies de PE incidents suffisantes pour que les pertes sur les neutres soient relativement importantes ($E \gtrsim 10$ eV), on constate que l'énergie donnée aux électrons thermiques est supérieure dans le cas continu. La différence va d'environ 20% pour n_e/n_0 égal à 10^{-3} à 50% pour n_e/n_0 égal à 10^{-6}. Ces valeurs doivent être comparées aux facteurs 1.5 à 2 déterminés en I.2.d sur un exemple schématique.

Les figures 2,7 et 2,8 (figures 3 et 4 de DL 71), illustrent la même comparaison pour le nombre des excitations du niveau 0^1D. Le phénomène principal dans ce cas est la surestimation de ce nombre par le calcul continu dans l'intervalle 10 – 30 eV due à l'ignorance de la structure provoquée par l'excitation de 0^3S.

En conclusion, nous dirons qu'il est indispensable de tenir compte du caractère discret des collisions inélastiques sur les neutres, surtout lorsque le taux d'ionisation est très faible, ($n_e/n_0 \lesssim 10^{-4}$) ce qui se produit dans l'ionosphère aux altitudes inférieures à 250 km.

II.3. Calcul non local

a - Introduction

Comme nous l'avons vu dans les sections I.3. et I.4., il est nécessaire, au-dessus d'une certaine altitude, de tenir compte du déplacement des PE lorsque les collisions élastiques sur les neutres sont impuissantes à les confiner à leur altitude de production.

Plusieurs méthodes ont été appliquées pour effectuer ce calcul non local. En 1968, sont parues 3 publications sur ce sujet.

Fontheim et al (1968) et Lejeune et Petit (1968) ont calculé la redistribution des PE en supposant :

i) que l'angle moyen $\bar{\alpha}$ caractérisant la distribution angulaire des vitesses des PE relativement à la direction du champ magnétique restait constant en fonction de l'altitude, une moitié de la production allant vers le haut et l'autre vers le bas,

ii) que les collisions élastiques sur les neutres étaient sans influence.

L'angle moyen choisi était de 60° (répartition isotrope). Les pertes d'énergie étaient supposées continues.

Nisbet (1968) tient compte des pertes d'énergie discrètes et traite le mouvement des PE comme un problème de diffusion : s'il existe un certain nombre de PE qui s'échappent sans avoir subi de collisions et qui sont mis à part, l'auteur suppose que la plupart d'entre eux ont une distribution isotrope par suite des collisions et peuvent être étudiés à l'aide d'une équation de diffusion.

Plus récemment, Nagy et Banks (1970) ont développé une méthode tenant compte des pertes discrètes des PE et des changements de direction dûs aux collisions : ils établissent les équations d'évolution des flux F_+ et F_- vers le haut et vers le bas, en supposant des angles moyens constants d'environ 60° : ces équations sont couplées car une partie des PE incorporés à F_+ est rétrodiffusée et entre comme production dans F_- et réciproquement. Dans un cas simple (Banks et Nagy, 1970), le résultat obtenu a été comparé au traitement exact dans la section I.3. et on a constaté un bon accord.

Cette méthode de calcul devrait donc fournir des résultats acceptables.

Un dernier calcul a été exposé par Cicerone et Bowhill (1971), la méthode de Monte-Carlo employée par ces auteurs devrait en principe donner les meilleurs résultats, mais le temps de calcul est important et il est donc difficile de tester l'influence des différents paramètres.

Les méthodes utilisant les équations de continuité (Nisbet, 1968 - etc.) ou les équations de rétrodiffusion (Banks et Nagy, 1970 - etc.) nécessitent la résolution d'équations différentielles couplées respectivement pour la fonction n (E, z), densité des PE, ou pour les fonctions F_+ (E, z) et F_- (E, z), flux vers le haut et vers le bas.

La méthode de traitement local exposée dans la section précédente permet comme nous l'avons vu (matrice triangulaire) de découpler les flux aux différentes énergies; par souci de rapidité de calcul, nous avons voulu garder à la méthode de résolution non locale

une simplicité comparable : il n'était alors pas question d'entreprendre la résolution d'un grand nombre d'équations différentielles couplées comme le nécessitent les méthodes précédentes. Nous supposerons donc les flux vers le haut et vers le bas découplés et nous justifierons l'approximation ainsi posée en montrant qu'il est possible de tenir compte d'une manière approchée mais satisfaisante de l'influence des collisions élastiques PE – neutres sur le déplacement des PE, en utilisant les résultats du chapitre I.

b - Méthode de calcul non local

De même que pour le calcul local, nous nous ramenons à la détermination de la production totale Q_t; mais il y a une variable supplémentaire, l'altitude. Le domaine d'altitude à considérer (150 km - 600 km), est divisé en une suite d'altitude z_l. Nous allons généraliser les relations (33) et (34) de la façon suivante (le terme de pertes coulombiennes est bien entendu inclus sous forme discrète):

$$Q_t (E_s, z_l) = Q (E_s, z_l) + \sum_i q_i (E_s + \Delta E_i, E_s ; z_l - \Delta z_i, z_l) \qquad (42)$$

$$F (E_s, z_l) = \frac{Q_t (E_s, z_l)}{\sum_i n_i(z_l) \sigma_i(E_s)} \qquad (43)$$

Dans (42), on a comme en (32) :

$$q_i (E_s, E_s - \Delta E_i ; z_l , z_l + \Delta z_i) = n_i(z_l) \sigma_i (E_s) F (E_s, z_l) \qquad (44)$$

Il nous faut justifier cette extension, et, en particulier, analyser la signification physique de la relation (44) et de l'intervalle d'altitude Δz_i.

L'expression (44) s'écrit encore :

$$q_i (E_s , E_s - \Delta E_i ; z_l , z_l + \Delta z_i) = p_{isl} \; Q_t (E_s, z_l) \qquad (45)$$

ou p_{isl} est défini comme en (35).

Cette dernière expression signifie que la proportion p_{isl} du nombre total de PE créés à E_s, z_l (directement par les rayons XUV ou bien arrivant par cascade) va à l'énergie $E_s - \Delta E_i$ et à l'altitude $z_e + \Delta z_i$ après avoir subi une collision de type i. Seule l'introduction de la dimension supplémentaire que représente le cosinus angulaire μ et du terme de diffusion angulaire par collisions élastiques sur les neutres, J (F), permettraient de définir en utilisant (42) et (45) un système d'équations linéaires liant les inconnues que nous

écririons Q_t (E_s, z_l, μ_m).

Nous avons ici des ambitions plus modestes et nous nous contenterons, compte tenu des résultats théoriques du chapitre I, des hypothèses suivantes :

H1. Les distributions de PE allant vers le haut et les distributions de PE allant vers le bas, ont toutes deux un angle moyen constant et égal à 60° ($\bar{\mu} = \frac{1}{2}$). Cela est justifié par les résultats de la section I.3. car le terme de diffusion angulaire est grand par rapport au terme de pertes inélastiques.

H2. Tous les PE allant vers le haut, et tous les PE allant vers le bas ont l'inclinaison moyenne par rapport au champ magnétique : $\mu = \cos\alpha = \bar{\mu}$.

H3. Les flux vers le haut et les flux vers le bas sont découplés. Cette hypothèse sera discutée dans le paragraphe c.

H4. Pour l'énergie E_s et l'altitude z_l, le libre parcours moyen est défini par :

$$L_{sl} = \frac{1}{\sum_i n_i(z_l)\,\sigma_i(E_s)} \tag{46}$$

S'il n'y avait pas de diffusion angulaire, la distance Δz parcourue entre 2 collisions serait, pour le flux vers le haut, par exemple :

$$\Delta z = L\,\bar{\mu}\sin I$$

ou I est l'inclinaison du champ magnétique.

L'effet des collisions élastiques sur les neutres sera introduit par un terme de réduction de parcours r_d, dont la détermination sera basée sur les résultats de la section I.4. (paragraphe d); par suite :

$$\Delta z_{sl} = r_d\,L_{sl}\,\bar{\mu}\sin I \tag{47}$$

Nous allons maintenant poursuivre la description de la méthode numérique. Le calcul est effectué séparément pour les flux F_+ et F_- vers le haut et vers le bas, ou ce qui revient au même pour les productions Q_t^+ et Q_t^- vers le haut et vers le bas. Nous nous contenterons de décrire ci-dessous le calcul de Q_t^+, l'autre calcul s'en déduisant immédiatement. Il faut tout d'abord remplacer dans (42) le terme Q (E_s, z_l) par $\frac{1}{2}$ Q (E_s, z_l) car seulement la moitié de l'énergie solaire contribue à la production de PE se dirigeant vers le haut.

On fait ensuite les mêmes raisonnements et hypothèses que dans II.1.b, en définissant m_{sl} et h_{sl} tels que :

$$z_{m_{sl}-1} < z_l + \Delta z_{sl} < z_{m_{sl}}$$

$$h_{sl} = \frac{z_l + \Delta z_{sl} - z_{m-1}}{z_m - z_{m-1}}$$

L'hypothèse d'interpolation linéaire s'écrit ici (k_{is} et r_{is} sontdéfinis en (36)) :

$$\begin{aligned} q_i (E_s, E_s - \Delta E_i ; z_l, z_l + \Delta z_{sl}) &= q_i (E_s, E_{k-1} ; z_l, z_{m-1}) \\ &+ q_i (E_s, E_{k-1} ; z_l, z_m) \\ &+ q_i (E_s, E_k ; z_l, z_{m-1}) \\ &+ q_i (E_s, E_k ; z_l, z_m) \end{aligned} \qquad (48)$$

avec :

$$q_i (E_s, E_{k-1} ; z_l, z_{m-1}) = (1 - r_{is}) (1 - h_{sl}) p_{isl} Q_t(E_s, z_l)$$

$$q_i (E_s, E_{k-1} ; z_l, z_m) = (1 - r_{is}) \times h_{sl} \times p_{isl} Q_t (E_s, z_l)$$

$$q_i (E_s, E_k ; z_l, z_{m-1}) = r_{is} \times (1 - h_{sl}) p_{isl} Q_t (E_s, z_l)$$

$$q_i (E_s, E_k ; z_l, z_m) = r_{is} \times h_{sl} \times p_{isl} Q_t (E_s, z_l)$$

Comme pour le calcul local, cette hypothèse d'interpolation ne sera valable que si ou bien le pas en altitude est très petit, ou bien la production varie peu sur un intervalle d'altitude.

En portant dans (43) l'expression (48) des Q_i, on obtient un résultat analogue à (39). La matrice est encore triangulaire et on résoud facilement en partant de l'altitude la plus basse et de l'énergie la plus grande. Pour chaque processus i on met en mémoire les quatre q_i définis en (48) et on passe à l'énergie immédiatement inférieure (E_{n-1}) en restant à la même altitude, et ainsi de suite jusqu'à E_1. On passe alors à E_n à l'altitude immédiatement supérieure, jusqu'à épuisement de toutes les énergies à toutes les altitudes.

Comme pour le calcul local, on vérifie la conservation de l'énergie totale et on calcule de deux manières, pas à pas et par intégration sur le flux, l'énergie déposée par le flux vers le haut dans les différents processus aux différentes altitudes. Le flux vers le haut est donné par (43).

On fait symétriquement le calcul du flux vers le bas, puis on somme les deux résultats pour avoir les énergies déposées à toutes les altitudes au cours des différents processus.

c - **Discussion de l'hypothèse H3 (flux vers le haut et vers le bas découplés)**

Cette hypothèse revient à négliger la rétrodiffusion due aux collisions élastiques sur les neutres. L'influence de la rétrodiffusion est nulle si les flux montant et descendant sont égaux, mais peut être importante à haute altitude si ces flux sont différents. La section I.3 a été consacrée à l'étude de la diffusion angulaire dans l'état stationnaire et on y a établi que l'hypothèse d'un angle moyen vers le haut et vers le bas constant et égal à 60° était justifiée. On a aussi montré que le traitement simplifié de Banks et Nagy (1970) donnait des flux F_+ et F_- en bon accord avec le résultat détaillé tenant compte de la distribution angulaire.

Nous nous proposons maintenant d'utiliser les résultats de Banks et Nagy (1970) pour déterminer l'ordre de grandeur de l'erreur que l'on commet en négligeant la diffusion angulaire. Les résultats de I.3. n'étaient pas valables pour une petite valeur de m, donc pour une diffusion nulle (d = 0). Par contre, les résultats de Banks et Nagy sont valables quelle que soit la valeur de m, car ces auteurs ont supposé un angle moyen constant comme nous le faisons dans ce calcul non local.

La répartition de l'énergie à une altitude donnée dépendant de la somme $F_+ + F_-$, il faut examiner la variation de cette somme S avec m. D'après la section I.3 :

$$S_\lambda (b) = F_+ + F_- = \dot{F}_0 \left[1 - \frac{\epsilon \lambda}{1 + \lambda} \exp(-\lambda b) \right]$$

avec :

$$F_0 = \frac{4\pi q}{l} \bar{\mu}$$

$$\epsilon = 1 - 2 F_-(\infty)/F_0$$

où $F_-(\infty)$ est le flux vers le bas à l'infini.

$$\lambda = \sqrt{\frac{d + l}{l}} = \sqrt{1 + m}$$

et

$$b = \frac{\cdot\, l\, e^{-\frac{z}{H}}}{\bar{\mu} \sin I}$$

On voit que λ (de même que m) caractérise l'importance de la diffusion, et que b caractérise l'altitude (exprimée en km dans la suite).

Si nous continuons à nous intéresser à des PE d'énergie 28 eV comme dans la section I.3.d, nous prendrons comme Banks et Nagy (1970) la densité d'oxygène atomique n_0 égale à 4.07×10^9 cm^{-3} à l'altitude de référence de 200 km. Pour une échelle de hauteur de 50 km, on a alors (d'après (24)) :

$l = 23.4$

Pour $\bar{\mu} = 0.5$ et $I = 60°$ (inclinaison du champ magnétique à Saint-Santin), on trouve pour b :

$$b = 54 \exp[-(z - 200)/50]$$

Si b est supérieur à 0.5 c'est-à-dire, en dessous de 320 km, $\frac{1}{\epsilon}\frac{\partial S}{\partial \lambda}$ est positif; cela signifie qu'en dessous de 320 km, S croit avec la diffusion si ϵ est positif, c'est-à-dire si le flux vers le bas à l'infini est petit, autrement dit s'il y a flux d'échappement net vers le haut. La valeur vraie de S est intermédiaire entre les valeurs sans diffusion ($\lambda = 1$) et locale ($\lambda\infty$); comme d'autre part ces deux quantités sont proches, cela signifie qu'au-dessous de 320 km les différents calculs vont donner des valeurs peu différentes pour S.

Si maintenant b est inférieur à 0.5, on a :

$$\frac{1}{\epsilon}\frac{\partial S}{\partial \lambda} < 0 \quad \text{si} \quad \lambda(\lambda + 1) < \frac{1}{b}$$

et

$$\frac{1}{\epsilon}\frac{\partial S}{\partial \lambda} > 0 \quad \text{si} \quad \lambda(\lambda + 1) > \frac{1}{b}$$

Cependant la valeur extrême $S\lambda_M$ (b) obtenue pour λ_M tel que :

$$\lambda_M(\lambda_M + 1) = \frac{1}{b}$$

est peu éloignée de la valeur S_1 (b) correspondant à une diffusion nulle (figure 2,9).

Pour la valeur m = 7 (λ = 2 83) correspondant aux valeurs numériques de Banks et Nagy, on peut constater (figure 2,9) que pour un flux d'échappement net vers le haut (situation de jour), le calcul sans diffusion ($d = m = 0$, $\lambda = 1$) sous-estime S pour des valeurs de b supérieures à 0.22 (c'est-à-dire, pour des altitudes inférieures à environ 360 km) et surestime S pour des valeurs de b inférieures à 0.22 (ou des altitudes supérieures à 360 km).

Par contre, le résultat local (d, m, $\lambda \to \infty$) surestime S à toutes les altitudes d'une quantité en moyenne supérieure aux écarts absolus entre la vraie valeur de S et la valeur de S pour $\lambda = 1$.

Le calcul sans diffusion donne donc des valeurs plus proches de la réalité que le calcul local. Maintenant, on peut encore se rapprocher du résultat exact de la manière suivante : la surestimation de S aux altitudes élevées par le calcul sans diffusion provient de la surestimation des flux de PE provenant à ces altitudes des régions inférieures où ils ont été

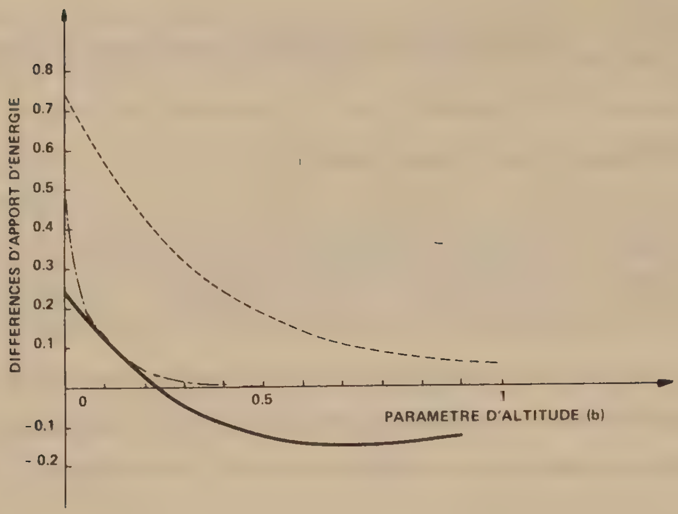


Fig. 2.9 Ecarts entre les fonctions S, proportionnelles à l'apport d'énergie Q_e, calculées pour différentes valeurs du paramètre de diffusion en fonction du paramètre d'altitude b.

- - - $\frac{S_\infty - S_{2.83}}{F_0 \epsilon}$ écart entre fonction locale et fonction pour $\lambda = 2.83$

— · — $\frac{S_1 - S_{2.83}}{F_0 \epsilon}$ écart entre fonction purement non locale (sans diffusion) et fonction pour $\lambda = 2.83$

—— $\frac{S_1 - S\lambda_M}{F_0 \epsilon}$ écart entre fonction sans diffusion et fonction obtenue avec le coefficient de diffusion que rend S/ϵ minimale

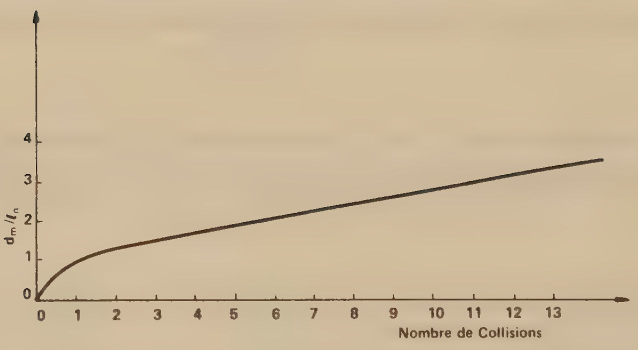


Fig. 2.10 Valeur de la distance moyenne d_m (exprimée en nombre de parcours moyens l_n) en fonction du nombre N de collisions.

produits; corollairement, S est sous-estimée aux altitudes basses du fait que les photoélectrons se déplacent trop rapidement vers le haut. Une manière de diminuer le flux d'échappement et d'augmenter l'énergie déposée aux basses altitudes consiste à réduire le déplacement des PE dans le calcul sans diffusion. C'est cette correction que nous allons présenter maintenant.

d - Réduction de parcours due aux collisions élastiques sur les particules neutres

Nous allons utiliser les résultats du paragraphe I.4. pour déterminer cette réduction de parcours.

Si ν_{el} est la fréquence de collision élastique, la distance moyenne entre deux collisions élastiques est $\frac{v}{\nu_{el}}$ et le nombre de collisions élastiques sur la distance L définie en (46) est $N = \nu_{el}\frac{L}{v}$. D'après I.4. nous pourrons définir le libre parcours moyen l_n le long de la verticale par :

$$l_n = \frac{v}{\nu_{el}} \frac{\sin I}{\sqrt{3}} \qquad (49)$$

Dans ces conditions, la figure 1,6, qui représente la distribution des PE le long de la verticale (axe d) en fonction du nombre de collisions N (variant de 1 à 24), permet de connaître la distribution en altitude des PE correspondant au nombre de collisions N sur le chemin total parcouru L. Cette distribution est symétrique par rapport à l'altitude de départ, mais notre hypothèse selon laquelle F_+ et F_- sont découplés nous oblige à supposer que les PE allant vers le haut sont représentés par la distribution s'étendant sur les valeurs de d positives, et inversement. Cela posé, l'hypothèse d'interpolation linéaire en altitude permet de représenter la distribution pour d positif (ou d négatif) par la distance moyenne à l'origine, d_m. On a porté sur la figure 2,10, en fonction du nombre N de collisions élastiques sur les neutres le rapport $\rho = d_m/l_n$.

La valeur de Δz à prendre dans l'équation (47) est alors :

$$\Delta z = \frac{v}{\nu_{el}} \frac{\sin I}{\sqrt{3}} \rho \left(\nu_{el} \frac{L}{v}\right)$$

ce qui donne :

$$r_d = \frac{1}{\sqrt{3}\,\bar{\mu}} \frac{v}{\nu_{el} L} \rho \left(\frac{\nu_{el} L}{v}\right)$$

La quantité r_d varie de 1 à 0.25 quand $\frac{\nu_{el} L}{v}$ (= N) varie de 0 à l'infini. *

* Nous avons noté en I.4. que, même après un nombre de collisions aussi grand que 15, la distribution restait groupée à une distance de l'origine inférieure à 3 l_n pour plus de 50% des PE. Nous avons essayé de voir si une séparation de la distribution en deux groupes, le groupe des PE à moins de 3 l_n de l'origine et le groupe à plus de 3 l_n, changerait les résultats globaux. Il n'en a rien été et, par conséquent, nous pouvons considérer le choix de r_d tel qu'il a été défini comme satisfaisant.

TABLEAU 2,1,a

T_∞ = 1000 K ; r_0 = 1					χ = 30°			χ = 60°			
Altitude (km)	n_O	n_{O_2} (cm^{-3})	n_{N_2}	n_e (cm^{-3})	Q_{O^+}	$Q_{O_2^+}$ (cm^{-3} s^{-1})	$Q_{N_2^+}$	n_e (cm^{-3})	Q_{O^+}	$Q_{O_2^+}$ (cm^{-3} s^{-1})	$Q_{N_2^+}$
500	2.49(7)	4.92(3)	2.26(5)	1.49(5)	1.03(1)	4.09(−3)	9.81(−2)	7.46(4)	1.02(1)	4.09(3)	9.80(2)
450	5.65(7)	2.54(4)	9.53(5)	1.85(5)	2.33(1)	2.10(−2)	4.11(1)	9.24(4)	2.32(1)	2.10(2)	4.10(1)
400	1.30(8)	1.35(5)	4.11(6)	2.49(5)	5.33(1)	1.11(-1)	1.76(0)	1.25(5)	5.28(1)	1.10(1)	1.74(0)
350	3.07(8)	7.43(5)	1.83(7)	3.88(5)	1.23(2)	6.00(−1)	7.67(0)	1.94(5)	1.21(2)	5.88(1)	7.48(0)
325	4.76(8)	1.77(6)	3.93(7)	5.27(5)	1.88(2)	1.41(0)	1.61(1)	2.64(5)	1.82(2)	1.36(0)	1.55(1)
300	7.44(8)	4.30(6)	8.54(7)	7.59(5)	2.85(2)	3.32(0)	3.38(1)	3.80(5)	2.71(2)	3.15(0)	3.17(1)
275	1.18(9)	1.06(7)	1.89(8)	10.00(5)	4.32(2)	7.85(0)	7.06(1)	5.00(5)	3.47(2)	7.23(0)	6.36(1)
250	1.90(9)	2.71(7)	4.31(8)	7.60(5)	6.45(2)	1.85(1)	1.46(2)	3.80(5)	5.65(2)	1.62(1)	1.23(2)
225	3.16(9)	7.24(7)	1.02(9)	4.98(5)	9.40(2)	4.33(1)	2.90(2)	2.90(5)	7.58(2)	3.50(1)	2.18(2)
200	5.50(9)	2.07(8)	2.58(9)	2.93(5)	1.30(3)	9.87(1)	5.36(2)	2.06(5)	9.22(2)	7.04(1)	3.31(2)
180	9.10(9)	5.26(8)	5.89(9)	2.32(5)	1.58(3)	1.84(2)	7.79(2)	1.79(5)	9.74(2)	1.16(2)	3.81(2)
165	1.41(10)	1.16(9)	1.19(10)	2.20(5)	1.73(3)	2.89(2)	9.19(2)	1.75(5)	9.54(2)	1.66(2)	3.74(2)
150	2.40(10)	2.93(9)	2.72(10)	2.18(5)	1.81(3)	4.61(2)	9.67(2)	1.74(5)	8.85(2)	2.45(2)	3.62(2)

Modèle d'atmosphère neutre (n_O, n_{O_2}, n_{N_2}) pour une température exosphérique T_∞ de 1000°K et profils de productions ioniques par le rayonnement XUV Q_{O^+}, $Q_{O_2^+}$, $Q_{N_2^+}$ pour deux valeurs d'angle zénithal solaire χ, 30° et 60°. On donne aussi les profils de densité électronique utilisés pour calculer l'évolution des distributions de photoélectrons correspondantes (2.49 (7) signifie 2.49×10^7).

TABLEAU 2,1,b

Liste des processus d'ionisation et d'excitation retenus (Pour l'oxygène atomique, se référer à DL71)

O	ionisation	^4S, ^2D, ^2P
	excitation	$3s^3S^\circ$, $3s^3D^\circ$, $3d^3D^\circ$, $3s^3P^\circ$, $3d^3P^\circ$, $(^4S^\circ)3p^3P$, $(^2D^\circ)3p^3P$ $(^2P^\circ)3p^3P$, $(^2D^\circ)3p^3F$, $(^4S^\circ)3p^5P$, $(^2D^\circ)3p^1P$, $(^2P^\circ)3p^1P$, $3s^1D^\circ$, $3d^5D^\circ$, $(^2D^\circ)3p^1F$
	(excitation de structure fine retenue dans l'appendice A4)	
N_2	ionisation	
	excitation de vibration	
	(excitation de rotation retenue dans l'appendice A4)	
O_2	(excitations de vibration et de rotation retenues dans l'appendice A4)	
He	ionisation	
	excitation	2^3S, 2^1P, 2^1S, 2^3P, 3^1P, 3^1S, 3^1D, 3^3S, 3^3P, 3^3D

II.4. Calcul non local : résultats, influence des paramètres ionosphériques

a - Différences entre calcul local et non local

Le tableau 2,1 a donne les paramètres ionosphériques pour lesquels les comparaisons ont été effectuées (densités neutres et électroniques) ainsi que les productions ioniques par photoionisation de 0, 0_2, N_2 calculées pour un angle zénithal solaire de 30°, suivant une procédure standard (cf Dalgarno et al, 1969) *.

Le tableau 2, 1, b donne la liste des processus d'ionisation et d'excitation pris en considération pour le calcul de l'évolution du flux de PE

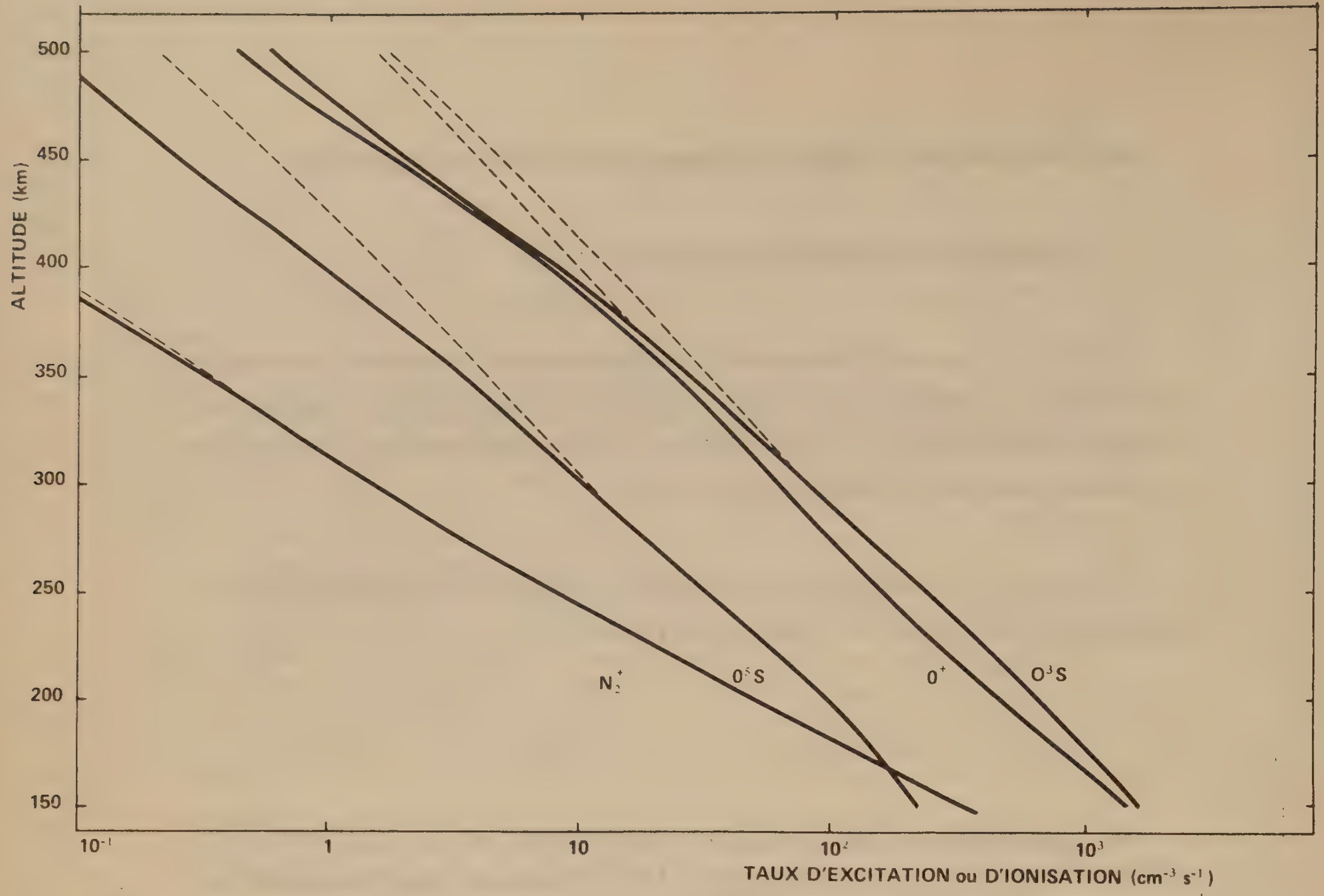
On a représenté sur la figure 2,11 le taux de production de N_2^+, 0^+, 0^3S et 0^5S et sur la figure 2,12 les taux de production de 0^1S et 0^1D ainsi que Q_e, énergie perdue sur les électrons thermiques, et Q_{N_2} l'énergie perdue par excitation des niveaux de vibration de N_2. On constate que Q_e non local est inférieure à Q_e local entre 260 km et 450 km d'une quantité pouvant atteindre 50% à 350 km, et supérieur au-dessus : ce résultat est en accord avec les calculs de Swartz (1972). Mais les différences entre les 2 résultats sont beaucoup plus importantes à haute altitude, pour les processus à seuil élevé, tels que les ionisations; pour ces processus, l'écart est une fonction croissante de l'altitude, le rapport entre la valeur locale et la valeur non locale pouvant atteindre 4 à 500 km.

Comparons maintenant les flux à l'équilibre (figure 2,13) : si F_+ et F_- sont les flux vers le haut et vers le bas tels qu'ils sont définis en (23), les courbes représentent :

$$(F_+ + F_-) \sin I$$

où I est l'inclinaison du champ magnétique à Saint-Santin, soit environ 60°. Cette quantité représente le flux net vers le haut et vers le bas projeté d'abord le long du champ magnétique, puis le long de la verticale.

* L'influence des paramètres d'entrée sera discutée à la fin de ce chapitre.



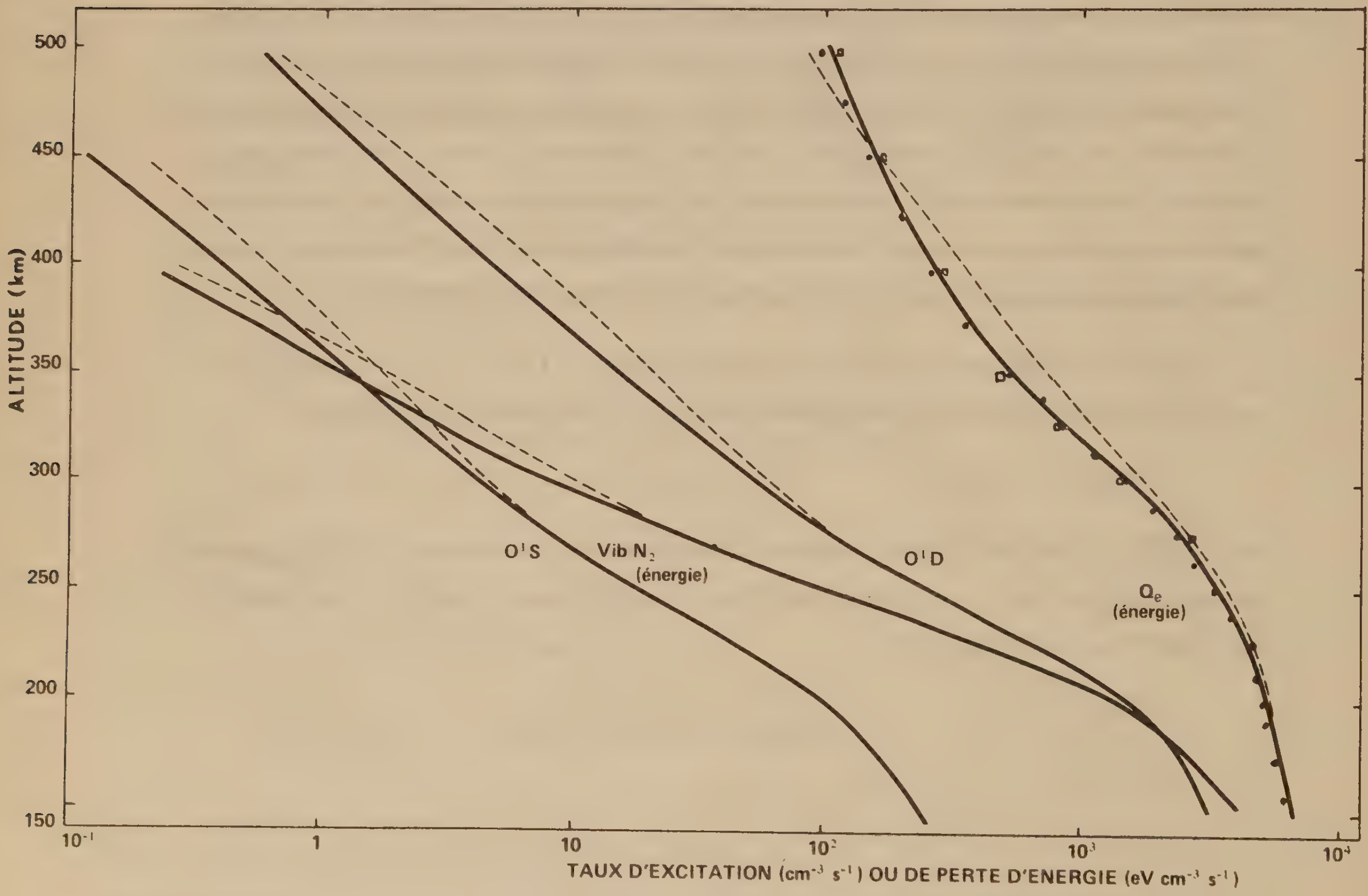


Fig. 2,11 et 2,12

Taux d'excitation (O^3S, O^5S, O^1D, O^1S), d'ionisation (O^+, N_2^+) ou de perte d'énergie (vibration de N_2, Q_e) dans l'hypothèse locale (- -) et non locale (—).
($\chi = 30°$; $T_\infty = 1000$ K ; $n_M F_2 = 10^6 cm^{-3}$; $h_M F_2 = 275$ km)
Pour Q_e, on a aussi représenté le profil obtenu avec un pas en altitude moitié (•••) et pour un cosinus angulaire moyen de 0.7, au lieu de 0.5 (□□).

On vérifie qu'à 150 km les valeurs du flux ainsi défini données par les calculs local et non local sont identiques.

A 500 km, le flux non local représenté en traits pleins est en fait le flux d'échappement vers le haut le long de la verticale, puisqu'alors F_- est négligeable.

Pour des énergies inférieures à 8 eV, le flux local est légèrement inférieur, ce qui explique que Q_e «local» soit légèrement inférieur à Q_e «non local» à 500 km, car seuls les PE de faible énergie contribuent à Q_e efficacement. Mais au-dessus de 8 eV, le flux local est supérieur au flux non local par un facteur de l'ordre de 4, ce qui explique le rapport 4 entre les taux d'ionisation noté précédemment.

Sur la figure 2,12 on a aussi représenté les valeurs de Q_e non local obtenues en prenant pour cosinus moyen de l'angle de pitch 0.7 au lieu de 0.5. On voit que la différence est négligeable.

b - Influence du pas en altitude

Sur les figures 2,12 et 2,13, on a représenté les taux d'excitation et les flux obtenus lorsque le pas en altitude est divisé par deux.

On voit que les taux d'excitation ne diffèrent pratiquement pas, mais on constate une légère différence sur le flux à 500 km : la diminution du pas en altitude entraîne une augmentation du flux aux grandes énergies, mais la différence ne dépasse 20% que pour des énergies supérieures à 40 eV, quand le flux est négligeable. Entre 4 et 10 eV, par contre, des différences significatives (de l'ordre de 30%) laissent supposer que l'on ne peut pas déduire de ce calcul la structure fine du flux d'échappement en fonction de l'énergie mais seulement une variation moyenne.

On trouve ici, après intégration sur l'énergie :

	Flux d'échappement	Energie d'échappement
Grand pas en altitude	.456 (9)	.445 (10)
Petit pas en altitude	.452 (9)	.483 (10)

Les calculs ultérieurs seront faits pour la suite des altitudes de la table 2,1, identique à la liste des altitudes de mesure du sondeur à diffusion de Saint-Santin (grand pas en altitude).

c - Variations en fonction des paramètres ionosphériques

Nous allons maintenant présenter les variations de Q_e, énergie cédée au gaz d'électrons par les PE, en fonction des paramètres ionosphériques. En effet, c'est de Q_e que nous

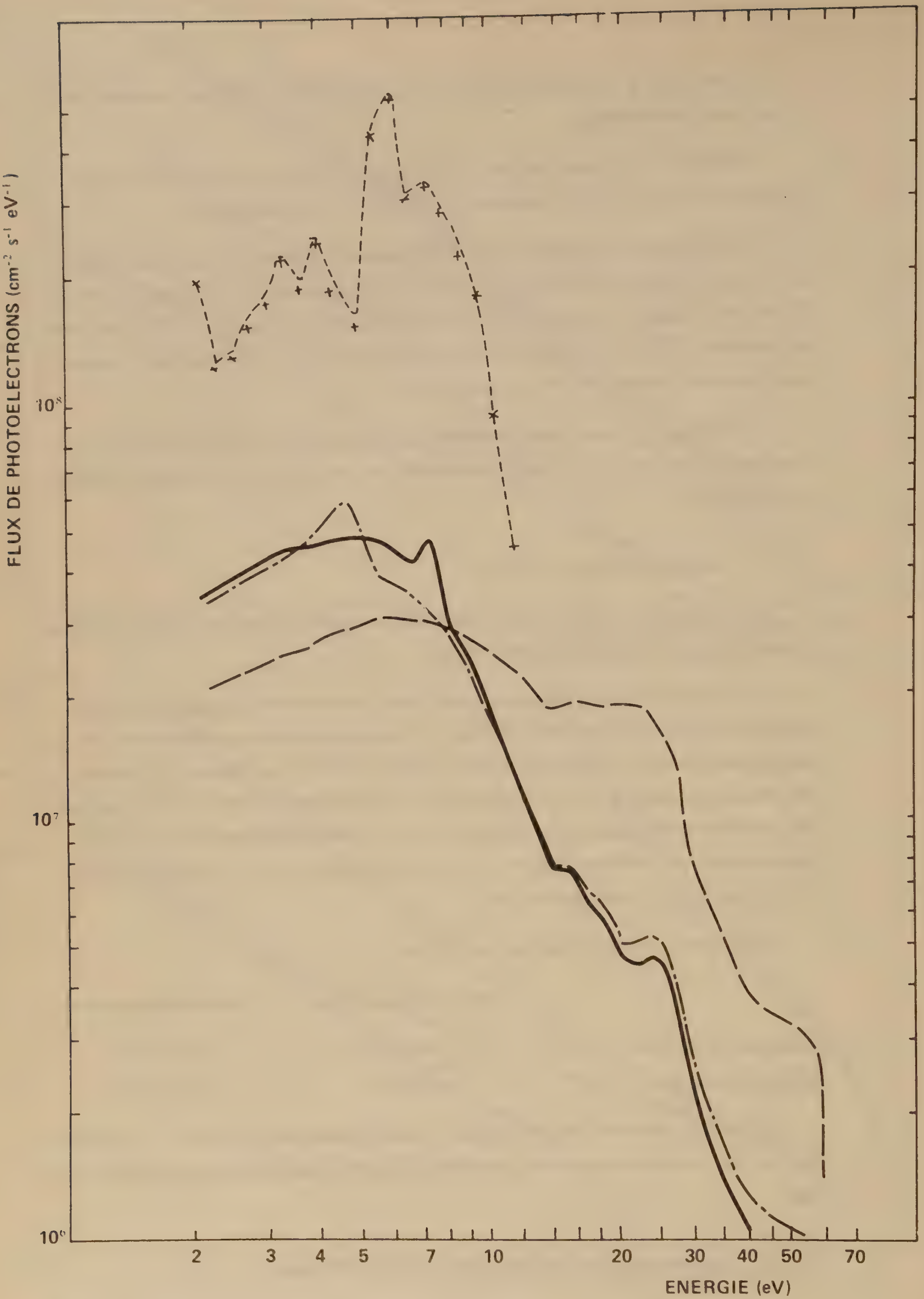


Fig. 2.13 Distribution de flux de PE (moyenne des flux montant et descendant) en fonction de l'énergie ($\chi = 30°$; $T_\infty = 1000K$; $n_M F_2 = 10^6 cm^{-3}$; $h_M F_2 = 275$ km) :

---- 150 km, calcul local ; +++ 150 km, calcul non local

— — — 500 km, calcul local ; —— 500 km, calcul non local (« grand pas » en énergie)

•—•— 500 km, calcul non local (« petit pas » en énergie)

aurons besoin pour la comparaison avec les résultats expérimentaux de Saint-Santin.

La production de photoélectrons est influencée par la densité des particules neutres et l'angle zénithal solaire. La perte d'énergie des PE dépend, en plus des densités neutres, de la densité électronique.

Suivant les modèles diffusifs statiques usuels (Jacchia, 1971), les densités neutres seront décrites par la température exosphérique T_∞ et les densités à 90 km. Nous introduirons un paramètre supplémentaire r_0 pour caractériser la concentration de 0 à 90 km : pour $r_0 = 1$, les densités à 90 km sont identiques à celles du modèle (Jacchia, 1971).

$$n_O = 6.65 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$$

$$n_{O_2} = 1.47 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$$

$$n_{N_2} = 5.62 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$$

Pour une autre valeur de r_0, la densité d'oxygène atomique à 90 km est obtenue en multipliant la densité précédente par r_0, n_{O_2} et n_{N_2} restant inchangées. La densité électronique est paramétrée par la valeur n_MF_2 et l'altitude h_MF_2 du maximum d'ionisation; pour la forme du profil d'ionisation dans la région F2, on a choisi une fois pour toutes une courbe représentative des mesures du sondeur à diffusion de Saint-Santin. Les densités dans la région F1 représentent une allure moyenne des mesures du sondeur pour l'angle zénithal χ considéré.

Le tableau 2,2 donne les profils de densité électronique choisis en fonction des paramètres n_MF_2, h_MF_2 et χ.

Nous avons choisi de permettre seulement une variation de n_O à la limite inférieure bien que n_{N_2} et n_{O_2} puissent aussi avoir des variations non négligeables (Waldteufel, 1970); la raison de ce choix est que des variations de N_2 et 0_2 n'entraîneront pas de variations de l'apport d'énergie aux électrons Q_e à des altitudes suffisamment grandes, de l'ordre de 300 km, altitudes auxquelles nous nous plaçons pour étudier l'intensité du spectre XUV (voir chapitre IV).

Pour ce qui est de la forme du profil Q_e à basse altitude, il est certain que l'influence de variations de N_2 et 0_2 peut être non négligeable et nous discuterons ce point ultérieurement. Qu'il nous suffise de dire ici que les profils de Q_e que nous allons maintenant présenter correspondent à des densités moyennes de N_2 et 0_2.

TABLEAU 2,2

nMF_2 (cm^{-3})	10^6	5×10^5	10^6	2×10^6	10^6	10^6	10^6	10^6
hMF_2 (km)	275	275	275	275	250	300	275	275
χ (°)	30	60	60	60	60	60	80	90
Altitude (km)	DENSITE ELECTRONIQUE (10^5 cm^{-3})							
500	1.49	0.75	1.49	2.98	1.37	1.65	1.49	1.49
450	1.85	0.92	1.85	3.70	1.65	2.12	1.85	1.85
400	2.49	1.25	2.49	5.00	2.12	3.04	2.49	2.49
350	3.89	1.94	3.89	7.78	3.04	5.27	3.89	3.89
325	5.27	2.64	5.27	10.50	3.89	7.60	5.27	5.27
300	7.59	3.80	7.60	15.20	5.27	10.00	7.60	7.60
275	10.00	5.00	10.00	20.00	7.59	7.61	10.00	10.00
250	7.61	3.80	7.61	15.20	10.00	4.70	7.61	7.61
225	4.98	2.90	4.70	8.29	7.61	2.54	3.69	3.59
200	2.93	2.06	2.54	3.49	4.62	1.83	1.10	0.96
180	2.32	1.79	1.89	2.08	2.73	1.77	0.35	0.20
165	2.20	1.75	1.76	1.80	2.00	1.75	0.20	0.04
150	2.19	1.74	1.74	1.74	1.74	1.74	0.17	0.003

Profils de densité électronique correspondant à différents choix des ensembles de paramètres nMF_2, hMF_2 et χ. Ces profils sont utilisés pour la détermination théorique des profils de Q_e, apport d'énergie aux électrons thermiques, pour différents ensembles de paramètres ionosphériques et neutres.

Une autre objection à la façon que nous avons choisi de caractériser ionosphère et atmosphère neutre pourrait être que n_MF_2 et n_O varient en général dans le même sens et ne sont donc pas des paramètres indépendants. Cependant, si cela est vrai en milieu de jour et en moyenne, il est certain que des situations existent dans lesquelles cette tendance générale n'est pas vérifiée (périodes agitées, angles zénithaux élevés, par exemple). Dans ces cas là, le quadrillage complet que nous présentons ne sera pas superflu.

La figure 2,14 illustre l'influence sur Q_e d'une variation de température exosphérique ($r_0 = 1$; $n_MF_2 = 10^6$ cm^{-3}; $h_MF_2 = 275$ km; $\chi = 30°$); à 300 km, Q_e est multiplié par 1.25 si T_∞ est augmenté de 100°.

La figure 2,15 donne les variations de Q_e en fonction de n_MF_2 et χ ($r_0 = 1$, $h_MF_2 = 275$ km; $T_\infty = 1000$ K); en moyenne, Q_e est multiplié par 1.18 à 300 km quand n_MF_2 est multiplié par 2. Bien que la production de PE au-dessus de 300 km soit indépendante de l'angle zénithal, on constate une variation de Q_e aux altitudes élevées lorsque χ varie. Cela est dû au mouvement des PE vers le haut : la production diminue à basse altitude quand χ augmente, entraînant une diminution du flux vers le haut.

La figure 2,16 présente les variations de Q_e dues à des changements de r_0 (densités n_O à basse altitude multipliées par r_0) et à des changements de h_MF_2. A 300 km, Q_e est multiplié par 1.55 quand r_0 est multiplié par 2, et par 1.11 quand h_MF_2 augmente de 25 km.

Avant de passer aux résultats sur les flux d'échappement nous remarquerons que les profils de Q_e ne présentent jamais de maximum relatif. Ils peuvent seulement avoir un point d'inflexion comme sur la figure 2,15. Cette remarque sera utilisée au chapitre IV. Disons aussi que nous avons porté une attention spéciale à Q_e à 300 km car nous verrons encore dans le chapitre IV que cette altitude de 300 km se prête spécialement bien aux comparaisons, la valeur de Q_e mesurée à 300 km était entaché de l'erreur minimale.

Les flux de PE et les flux d'énergie à 500 km vers le haut dénommés respectivement Φ et $\mathcal{E}$, ainsi que l'énergie moyenne $\overline{E} = \mathcal{E}/\Phi$, sont donnés dans le tableau 2,3, en fonction des différents paramètres.

On constate que Φ est multiplié par 1.15 et $\mathcal{E}$ par 1.06 si T_∞ augmente de 100°, Φ est divisé par 1.35 et $\mathcal{E}$ par 1.09 si n_MF_2 est multiplié par 2, Φ est multiplié par 1.13 et $\mathcal{E}$ inchangé si r_0 est multiplié par 2, Φ et $\mathcal{E}$ sont inchangés si h_MF_2 varie. Les valeurs de Q_e à 300 km, Φ et $\mathcal{E}$ trouvées pour les divers essais sont résumées dans le tableau 2,4.

La figure 2,17 donne les variations de $Q_e(\chi) / Q_e(o)$ à 300 km, $\Phi(\chi) / \Phi(o)$ et $\mathcal{E}(\chi) / \mathcal{E}(o)$ en fonction de l'angle zénithal χ : ces quantités sont toutes voisines de 1 pour des angles zénithaux inférieurs à 60°, ce que nous prendrons pour définition du milieu de la journée. Dans le chapitre IV, les comparaisons seront faites pour des angles χ

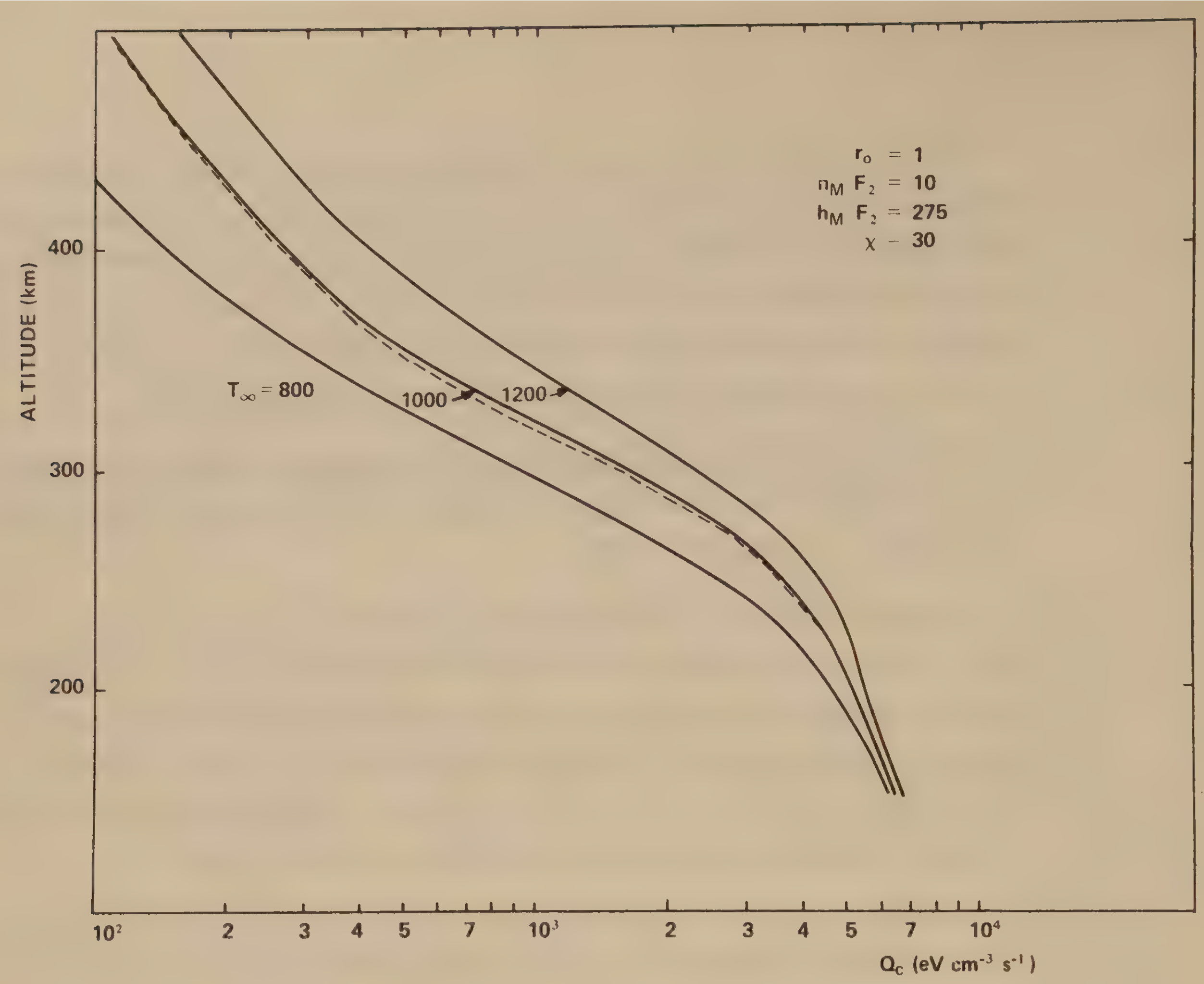


Fig. 2.14 Profils de Q_e en fonction de la température exosphérique T_∞. (La courbe --- est obtenue avec une valeur de $\bar{\mu}$ de 0.7 au lieu de 0.5)

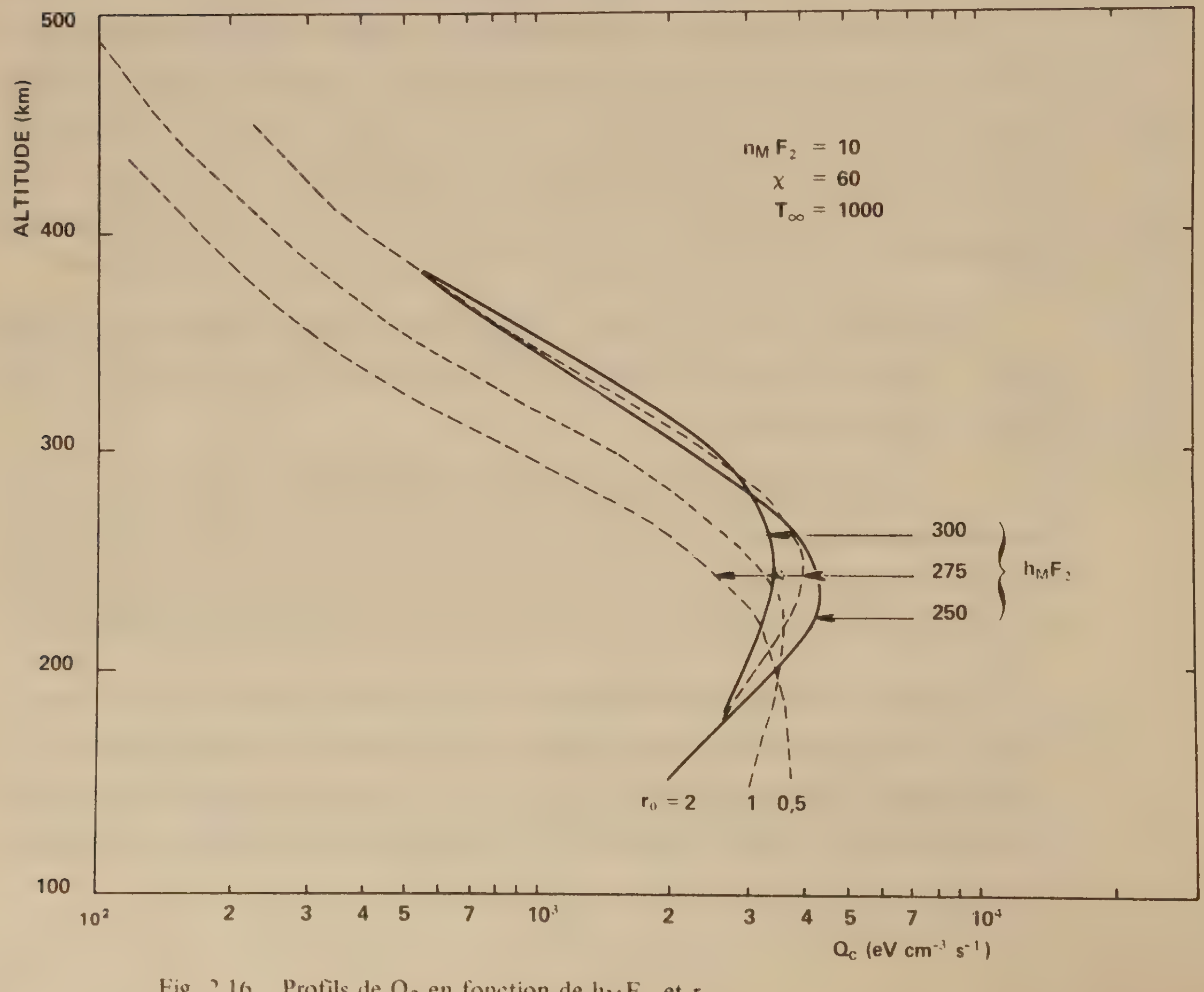


Fig. 2.16 Profils de Q_e en fonction de $h_M F_2$ et r_0.

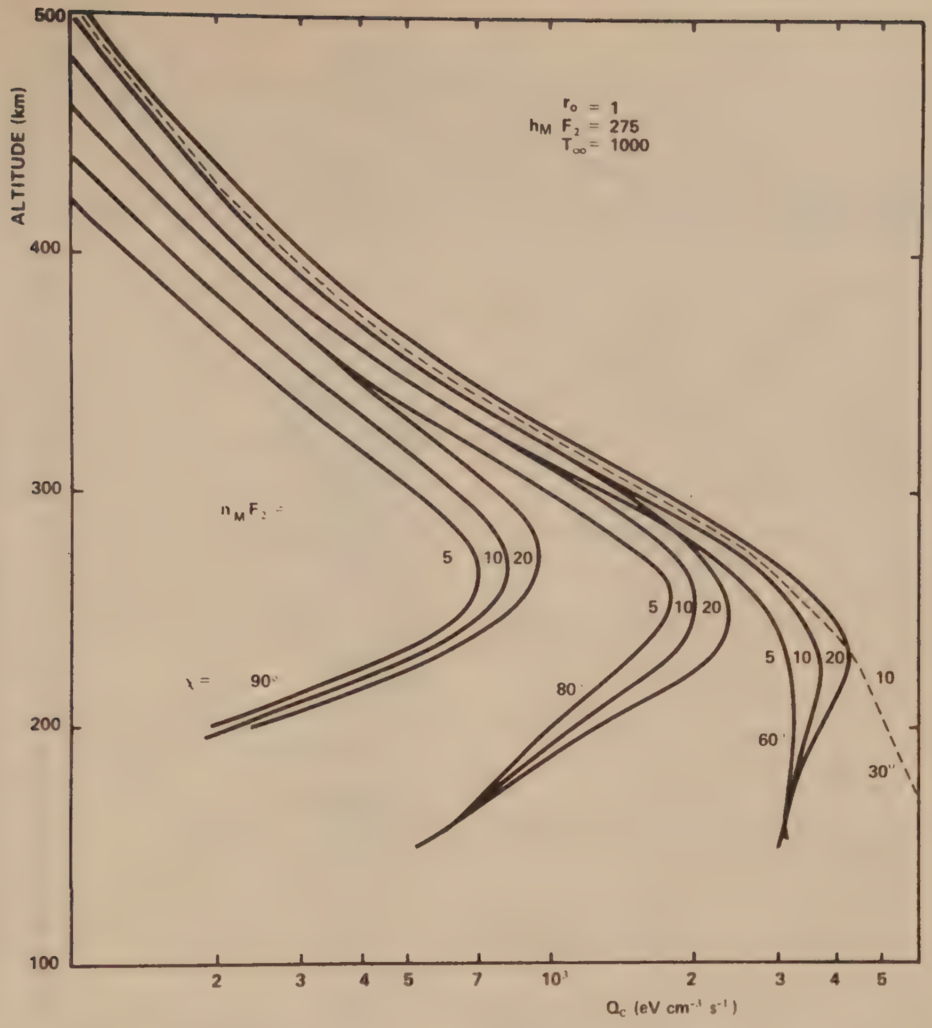


Fig. 2.15 Profils de Q_e en fonction de l'angle zénithal solaire χ et de $n_M F_2$.

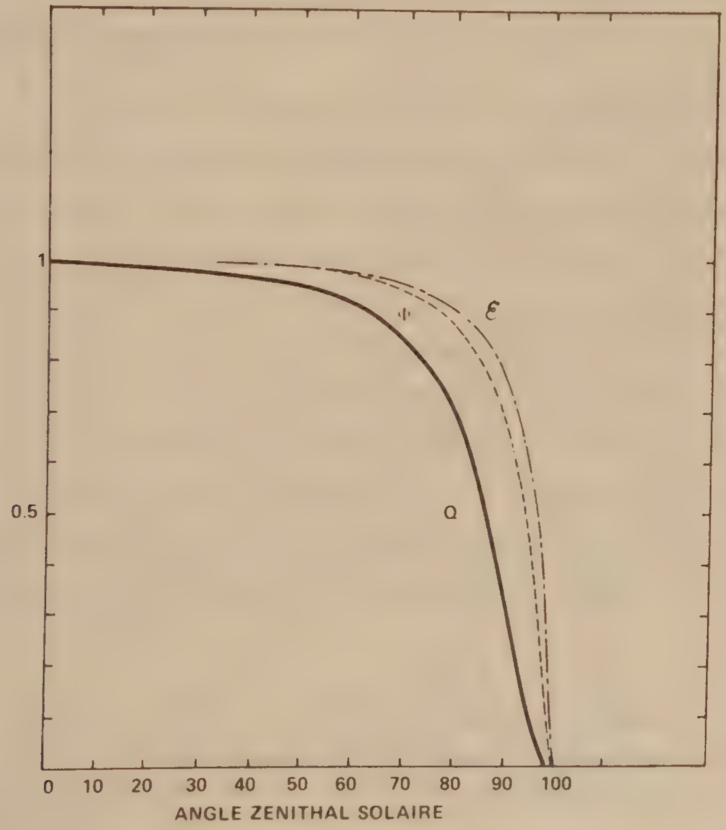


Fig. 2.17 Variation de Q_e (300 km), Φ et $\mathcal{E}$ (normalisées aux valeurs correspondant à un angle zénithal nul) en fonction de l'angle zénithal solaire.

TABLEAU 2,3

χ		30	30	30	60	60	60	60	60	60	60	80	80	80	90	90	90
n_MF_2 (cm^{-3})		10^6	10^6	10^6	5×10^5	10^6	2×10^6	10^6	10^6	10^6	10^6	5×10^5	10^6	2×10^6	5×10^5	10^6	2×10^6
h_MF_2 (km)		275	275	275	275	275	275	250	275	300	275	275	275	275	275	275	275
T_∞ (° K)		800	1000	1200	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1000
r_0		1	1	1	1	1	1	2	2	2	0.5	1	1	1	1	1	1
Φ	$\overline{\cos\alpha} = 0.5$	0.33	0.46	0.58	0.59	0.44	0.32	0.55	0.53	0.50	0.37	0.52	0.40	0.295	0.385	0.315	0.240
$\mathcal{E}$	$\overline{\cos\alpha} = 0.5$	3.9	4.4	4.9	4.7	4.35	3.95	4.65	4.6	4.55	4.3	4.4	4.1	3.75	3.6	3.5	3.3
$\bar{E}$	$\overline{\cos\alpha} = 0.5$	11.8	9.7	8.7	8.0	9.9	12.3	8.45	8.75	9.1	11.6	8.4	10.2	12.7	9.4	11.1	13.7
Φ	$\overline{\cos\alpha} = 0.7$		0.66		0.90												
$\mathcal{E}$	$\overline{\cos\alpha} = 0.7$		6.3		6.7												
$\bar{E}$	$\overline{\cos\alpha} = 0.7$		9.5		7.4												

Pour un quadrillage de valeurs de χ, n_MF_2 (cm^{-3}), h_MF_2 (km), T_∞ (° K) et r_0, valeur du flux d'échappement de photoélectrons Φ (10^9 cm^{-2} s^{-1}), de l'énergie d'échappement $\mathcal{E}$ (10^9 eV cm^{-2} s^{-1}), et de l'énergie moyenne $\bar{E}$ (eV).

TABLEAU 2,4

	Q_e (300)	Φ	$\mathcal{E}$	$\bar{E}$	$\Phi/\bar{E}$
$r_0 \times 2$	x 1.55	x 1.20	x 1.04	/ 1.16	x 1.36
$T_\infty + 100°$	x 1.25	x 1.15	x 1.05	/ 1.10	x 1.25
$n_MF_2 \times 2$	x 1.18	/ 1.35	/ 1.09	x 1.26	/ 1.61
h_MF_2 + 25 km	x 1.11	/ 1.05	/ 1.01	x 1.04	/ 1.09

Effet sur Q_e (300 km), Φ, $\mathcal{E}$, $\bar{E}$ et $\Phi/\bar{E}$ d'une variation d'un des paramètres r_0, T_∞, n_MF_2, h_MF_2, pour un faible angle zénithal.

inférieurs à 60° quand nous utiliserons les résultats de cette section.

En milieu de journée, avec cette définition, l'angle χ n'intervient donc pas : on peut écrire les résultats du tableau 2,4 sous forme de formules facilement utilisables.

Posons :

$$a_0 = \log r_0$$

$$a_T = \frac{T_\infty - 1000}{1000} \quad , T_\infty \text{ en } °K$$

$$a_n = \log \frac{n_M F_2}{10^6} \quad , n_M\ F_2 \text{ en } cm^{-3}$$

$$a_h = \frac{h_M F_2 - 275}{25} \quad , h_M\ F_2 \text{ en km}$$

On trouve :

$$\log \frac{Q_e\,(300\text{ km})}{1600} = 0.635\, a_0 + 0.22\, a_T + 0.24\, a_n + 0.10\, a_h$$

$$\log \frac{\Phi}{0.46} = 0.266\, a_0 + 0.14\, a_T - 0.43\, a_n - 0.05\, a_h \tag{50}$$

$$\log \frac{\mathcal{E}}{4.4} = 0.060\, a_0 + 0.05\, a_T - 0.13\, a_n - 0.01\, a_h$$

les unités étant explicitées dans le tableau 2,3.

Les variations de l'énergie d'échappement sont très faibles : en effet, la contribution à $\mathcal{E}$ des PE de faible énergie est petite; par conséquent, $\mathcal{E}$ est déterminée par des PE énergétiques qui ont été peu freinés par les électrons thermiques : cela entraîne que a_n et a_h n'ont pas d'influence. Mais aussi, aux grandes énergies et aux hautes latitudes, seules les réactions sur 0 sont importantes. Si on augmente n_O en augmentant a_O ou a_T, on augmente la production mais on augmente d'autant les pertes des PE sur 0, d'où une variation très faible. Le flux d'échappement Φ est au contraire une fonction fortement décroissante de a_n et à moindre dégré de a_h : plus la densité électronique est grande à haute altitude, plus les PE de basse énergie sont arrêtés avant de pouvoir s'échapper. Aux basses énergies, les pertes n'étant contrôlées par 0 qu'en partie, une augmentation de la production n'est pas exactement contrebalancée par l'augmentation des pertes d'où une légère augmentation de Φ.

Pour Q_e à 300 km, le coefficient de a_n et a_h est au contraire positif. Cela se comprend aisément, car la diminution du flux est moins que proportionnelle à n_e à cause des pertes

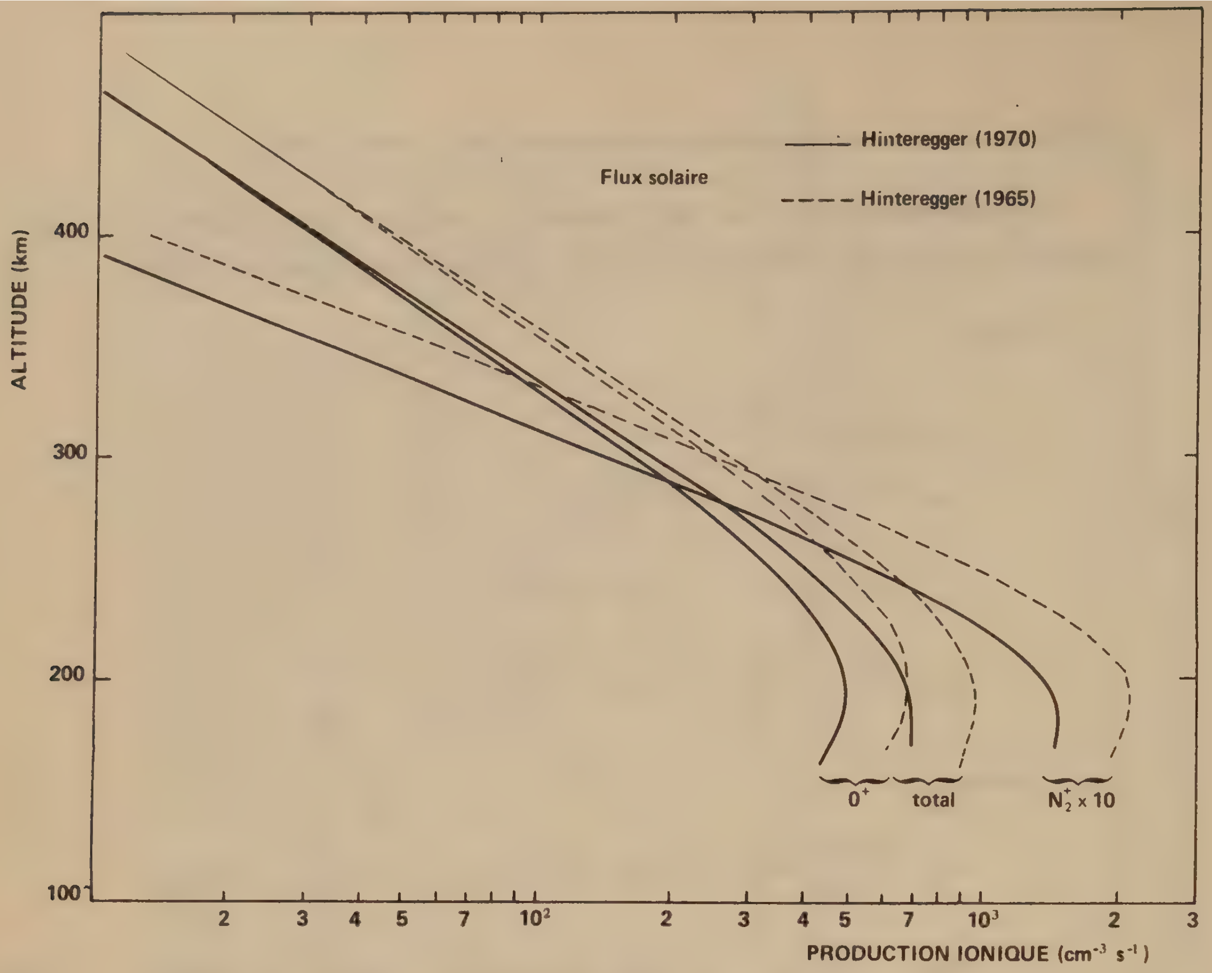


Fig. 2.18 Profils de production ionique pour deux choix de flux solaire XUV.

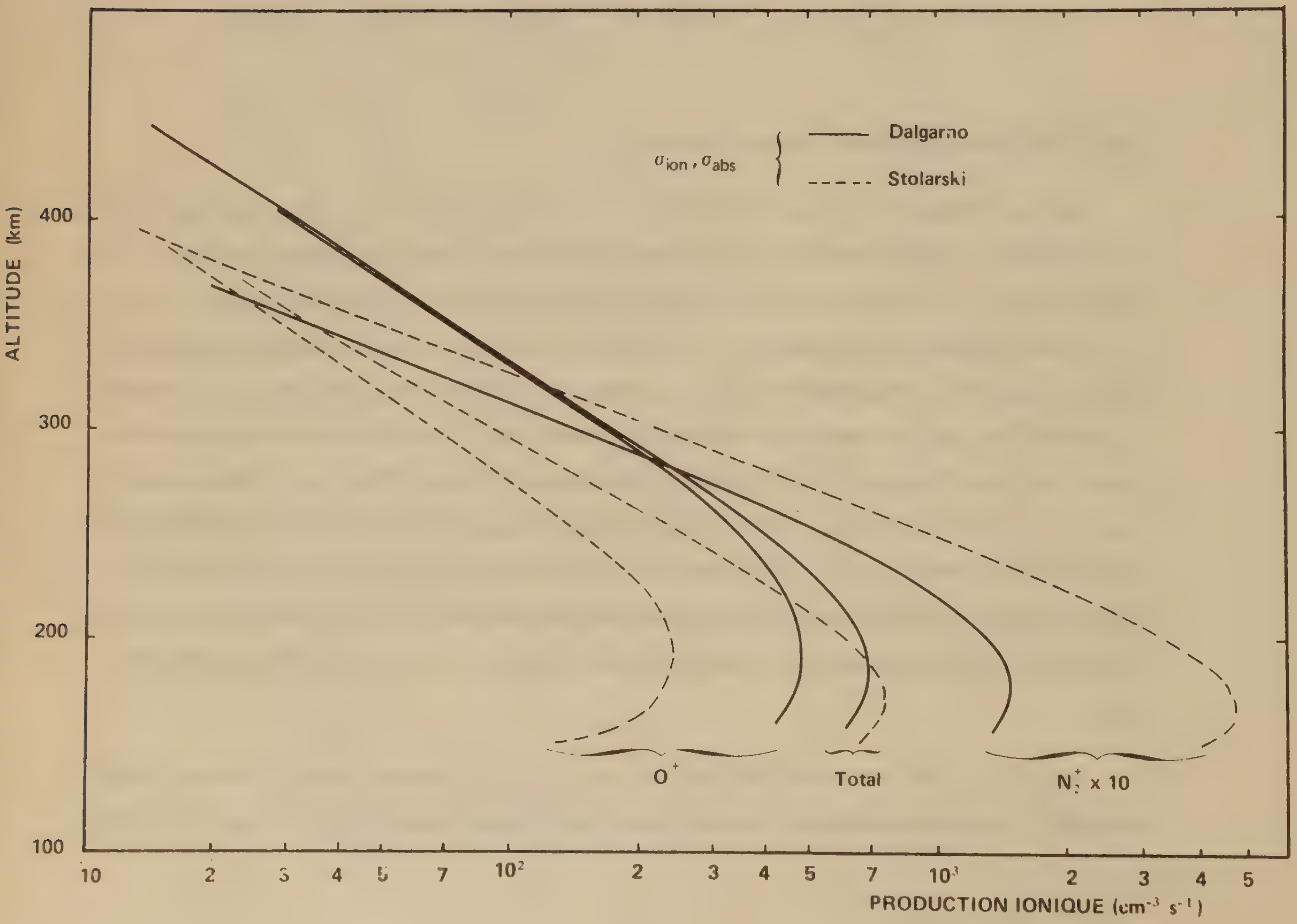


Fig. 2.19 Profils de production ionique pour deux choix de sections efficaces d'ionisation et d'absorption.

sur les neutres; Q_e est donné par $\int n_e P_e(E) F(E) dE$ et croît donc avec n_e. Mais c'est la densité neutre (a_0 et a_T) qui entraîne les plus grandes variations de Q_e à 300 km, pour la raison qu'aux très faibles énergies (qui déterminent Q_e), les variations de la production ne sont presque pas du tout compensées par les variations de pertes (les pertes sont déterminées surtout par n_e).

d - Influence du flux solaire et des sections efficaces

Comme nous l'avons plusieurs fois noté, le calcul non local ne tient pas compte rigoureusement de la rétrodiffusion. Cependant, les comparaisons entre les résultats des calculs local et non local montrent que, si l'erreur sur les flux d'échappement peut être importante, l'erreur sur Q_e est faible. Les principales sources d'erreur sur Q_e sont la méconnaissance du flux solaire et des sections efficaces d'ionisation et d'excitation.

Pour apprécier le premier de ces effets, nous avons calculé les productions de photoélectrons en utilisant différentes sources, pour un angle zénithal de 70° et une température exosphérique de 950°.

La figure 2,18 compare les productions obtenues à partir des valeurs de flux solaire S I et S II publiées par Hinteregger en 1965 et 1970. La production totale d'ions 0^+, 0_2^+, N_2^+ est réduite par un facteur 0.65 en moyenne quand on prend les valeurs S II les plus récentes qui correspondent à un indice solaire centimétrique de l'ordre de 140.

Dans les deux cas, les sections efficaces utilisées sont celles de Dalgarno et al (1963, 1967).

La figure 2,19 compare les productions obtenues, pour le flux solaire S II (Hinteregger, 1970), en utilisant successivement les sections efficaces σ_1 de Dalgarno et al (1963) et celles σ_2 de Stolarski et Johnson (1972). Dans le dernier cas, la production de 0^+ est plus faible d'un facteur 0.5 à peu près à toutes les altitudes, tandis que la production de N_2^+ est supérieure d'un facteur variant de 1.5 à 500 km à plus de 3 à 200 km. Ces différences entraînent une différence dans l'échelle de hauteur de la production totale, qui est de 60 km pour les sections efficaces σ_1 et de 48 km pour les sections efficaces σ_2.

Comme il faut bien choisir un ensemble de valeurs et s'y tenir pour les comparaisons ultérieures, nous avons gardé le flux solaire donné en 1965 S I et les sections efficaces données par Dalgarno σ_1, c'est-à-dire l'ensemble de valeurs donnant la production la plus élevée, qui, nous le verrons dans la suite, est encore insuffisante pour rendre compte des mesures du sondeur à diffusion.

TABLEAU 2,5

	χ	$\Phi\,(10^8\ cm^{-2}\ s^{-1})$	$\mathcal{E}\,(10^9\ eV\ cm^{-2}\ s^{-1})$
Nisbet (1968)	0° et 90°	5 - 10	5 - 12
Nagy et Banks (1970)	90°	4.05	6.7
Cicerone et Bowhill (1971)	53°	2.5	3.6
Ce travail	0° → 60°	4.6	4.4

Flux d'échappement de photoélectrons (Φ) et énergie d'échappement ($\mathcal{E}$) calculés par différents auteurs pour les angles zénithaux solaires χ indiqués.

II.5. Conclusion

La méthode numérique que nous avons présentée pour la détermination de la distribution d'équilibre des flux de PE dans la région F1 est identique dans son principe aux méthodes de Nagy et Banks (1970) et Swartz (1972). Cependant, l'étude détaillée que nous en avons faite a permis de vérifier que les approximations numériques (discrétisation de l'intervalle d'énergie et du terme de perte d'énergie coulombienne PE-électrons) n'avaient pas d'influence sur les résultats du calcul, qui peuvent donc être considérés comme une exacte représentation de la réalité aux basses altitudes. L'application de la méthode au cas d'une production monoénergétique a permis de bien évaluer les effets de la simplification souvent faite qui consiste à négliger le caractère discret des pertes d'énergie par collisions inélastiques; en particulier, nous avons montré qu'à très basse altitude, où le taux d'ionisation du milieu est de l'ordre de 10^{-5}, cette simplification conduit à une surestimation de l'apport d'énergie Q_e aux électrons thermiques d'une quantité de 50% en moyenne. De plus, de l'ensemble des valeurs Q_e correspondant à des productions monoénergétiques aux différentes énergies, on peut calculer la valeur Q_e correspondant à n'importe quelle distribution de flux solaire, par intégration sur les productions; on pourra donc étudier de cette manière l'influence sur Q_e de variations de la forme du spectre solaire.

Nous avons ensuite généralisé cette méthode de calcul pour tenir compte du déplacement des PE dans la région F2 et nous avons constaté que, en ce qui concerne Q_e, les résultats obtenus sont très semblables à ceux donnés par Swartz (1972) : Q_e s'écarte de la valeur calculée dans l'hypothèse locale au-dessus de 250 km, lui devenant inférieur jusqu'à environ 500 km, altitude au-dessus de laquelle il lui devient supérieur. Pour ce qui est des flux d'échappement de PE, le tableau 2,5 montre que les valeurs que nous calculons sont tout à fait comparables à celles que donnent d'autres méthodes.

Il faudrait étendre le comparaison précise faite par Cicerone et al (1973) à notre méthode de calcul, mais ces première indications nous permettent de conclure qu'il n'est pas nécessaire de recourir à des méthodes beaucoup plus élaborées que la nôtre.

Enfin, nous avons présenté un ensemble de profils d'apport d'énergie Q_e aux électrons thermiques calculés pour un large éventail de paramètres de l'atmosphère neutre et de l'ionosphère, mettant bien en évidence l'influence sur Q_e (ainsi que sur les flux d'échappement de PE) de chacun de ces paramètres (χ , T_∞ , n_O , n_MF_2 , h_MF_2). En particulier, nous avons montré que les valeurs de Q_e au-dessus de 300 km (ainsi que des flux d'échappement de PE) ne dépendent pas de l'angle zénithal solaire dès que cet angle est inférieur à 60°.

Dans le chapitre IV, ces résultats théoriques seront confrontés aux résultats expérimentaux que nous allons présenter maintenant.

III. DETERMINATION EXPERIMENTALE DE L'APPORT D'ENERGIE AUX ELECTRONS THERMIQUES ET DES FLUX DE CONDUCTION DE CHALEUR

Il est temps maintenant de présenter la méthode qui, à partir des données expérimentales de densité électronique n_e, températures électronique et ionique T_e et T_i, obtenues au-dessus de Saint-Santin par le sondeur à diffusion incohérente, nous a permis de déterminer le profil de l'énergie perdue par les électrons thermiques. Du fait que cette grandeur est égale à l'énergie cédée aux électrons par les PE, on dispose d'une mesure expérimentale Q_m de l'énergie Q_e; il sera possible de comparer Q_m à la détermination théorique que nous noterons Q_c; ce sera l'objet du chapitre suivant.

Nous décrirons aussi la méthode de mesure du flux de conduction de chaleur Φ_{th}, valeur qui sera comparée au flux d'échappement de PE dans le chapitre suivant.

La détermination de Q_m et Φ_{th} a été déjà exposée par Petit (1968) et Lejeune et Petit (1969). Une détermination de Q_m semblable, à partir des résultats du sondeur à diffusion incohérente d'Arecibo, a été conduite par Swartz (1972) et Swartz et Nisbet (1973).

– La section III.1, rappellera brièvement la méthode de détermination de Q_m et de Φ_{th}.

– Dans la section III.2, nous donnerons quelques indications sur la manière dont nous traitons les données de Saint-Santin - Nançay : choix du profil de composition ionique, interpolation dans le temps, lissage en altitude et corrections diverses.

– Mais la détermination de Q_m n'est pas entièrement expérimentale puisqu'elle nécessite la connaissance des sections efficaces de collisions électrons-ions et électrons-neutres, ainsi que des densités et températures des particules neutres : dans la section III.3, nous étudions l'influence du choix de ces paramètres sur Q_m.

– Enfin, dans la section III.4, nous présentons une étude détaillée de l'influence sur Q_m du choix du profil de composition ionique dans la région F1; nous montrons en particulier qu'un mauvais choix de ce profil peut conduire à un profil de Q_m qui présente un minimum aux environs de 200 km.

III.1. Méthode de détermination de Q_m et Φ_{th}

Dans l'ionosphère, l'énergie Q_e cédée aux électrons thermiques par les PE, est entièrement perdue par les électrons thermiques, c'est-à-dire, si L est le terme total de perte :

$$Q_e = L \qquad (51)$$

On montre en effet (Bauer et al. 1970) que la capacité thermique du gaz d'électrons thermiques est négligeable par rapport aux deux termes Q_e et L, même en régime de transition rapide qui apparait au lever et au coucher du soleil : dès que $T_e - T_i$ est supérieur à 10° K, la variation d'énergie interne par unité de temps est inférieure au terme de perte L.

Le terme de pertes L est la somme de trois termes :

$$L = L_{ei} + L_{en} + L_{cond} \qquad (52)$$

– L_{ei} : pertes sur les ions par collisions
– L_{en} : pertes sur les particules neutres par collisions
– L_{cond} : pertes par conduction thermique

Le premier terme de pertes, L_{ei}, dépend exclusivement de T_e, T_i et n_e.

Dans la région F2, au-dessus de 250 km, les seuls ions présents sont les ions 0^+ et le terme de perte s'écrit (Banks, 1966 a) :

$$L_{ei} = 4.8 \times 10^{-7} n_e^2 \frac{T_e - T_i}{T_e^{3/2}} \qquad (53)$$

où L_{ei} est exprimé en eV^{-3} s^{-1}, n_e en cm^{-3}, et les températures en degrés Kelvin. Nous utiliserons la relation (53) aussi dans la région F1, car L_{ei} devient alors petit devant les autres termes de perte.

Le terme de pertes sur les particules neutres L_{en} dépend de n_e, T_e, T_n (température neutre) et des densités neutres, ainsi que des sections efficaces de collisions.

Le terme L_{cond} est donné par :

$$L_{cond} = - \frac{d\, \Phi_{th}}{dz} \qquad (54)$$

et le flux thermique Φ_{th} s'écrit :

$$\Phi_{th} = K_e \sin^2 I \, \frac{d\, T_e}{dz} \qquad (55)$$

où I est l'inclinaison du champ magnétique terrestre et K_e le coefficient de conductivité le long du champ magnétique. K_e est proportionnel à $T_e^{5/2}$, et, à basse altitude, est réduit par les collisions électrons neutres (ce terme de réduction dépend de n_e, T_e et des

densités des particules neutres) (Banks, 1966 a).

Noter que L_{cond} n'est pas nécessairement positif; il est commode, néanmoins, pour la nomenclature, de ranger la conduction parmi les mécanismes de pertes.

La détermination des trois termes de pertes donne L et donc Q_m d'après (51).

III.2.Mise en forme des données expérimentales du sondeur à diffusion de Saint-Santin - Nancay

a - Incertitude sur la composition ionique dans la région F1

Il est bien connu (Petit, 1968; Waldteufel, 1970) qu'un sondeur à diffusion ne permet pas de déterminer avec une bonne précision le paramètre de compostiion ionique dans la région F1; en effet, on peut obtenir pour deux compositions très différentes à peu près le même spectre de diffusion ionique. Si on surestime la proportion en ions légers 0^+, on sousestime les températures électronique et ionique et inversement.

La méthode de réduction des données, dans sa forme actuelle, fournit le paramètre de composition ionique ($p = n_{0^+}/n_e$) comme les autres paramètres (n_e, T_e, T_i, vent ionique) dans le même processus de régression non linéaire. Cependant, l'erreur sur ce paramètre est très grande (Δp varie entre 0.1 et 0.3) et son exploitation ne peut qu'être statistique * (soit, à une même altitude, par le biais de moyennes sur tous les points de mesure d'une journée ou d'une saison, soit éventuellement, pour un même profil, que l'on cherche alors à représenter par une loi imposée à priori dépendant d'un très petit nombre de paramètres). Pour cette raison, les valeurs des autres paramètres (n_e, T_e, T_i) sont données pour un profil de composition ionique p_0 choisi une fois pour toutes, et identique au profil mesuré par Johnson (1966). On a déterminé pour cela empiriquement les lois de passage des valeurs n_e, T_e, T_i déterminées par la régression pour la valeur p aux valeurs n_{e0}, T_{e0}, T_{i_0} qu'on aurait obtenu avec la valeur p_0. Ces lois ont été publiées par Waldteufel (1970). Inversement, les mêmes lois nous permettent de passer de n_{e0}, T_{e_0}, et T_{i_0} à n_e', T_e', T_i' correspondant à une composition p' quelconque (en fait, pour un même point de mesure, pour ces lois soient valables, il faut que p, p_0 et p' ne soient pas trop différents ce qui est en pratique toujours le cas).

Par exemple, la figure 3.1 donne les valeurs des paramètres obtenus le 26 janvier 1972 à 10 h TU pour 2 choix de composition ionique.

* Des résultats très importants ont été obtenus en ce qui concerne la variation saisonnière de la composition ionique (Evans et Cox, 1970; Waldteufel, 1970; Fontanari, 1973).
Nous confirmerons ces résultats à la fin de ce chapitre.

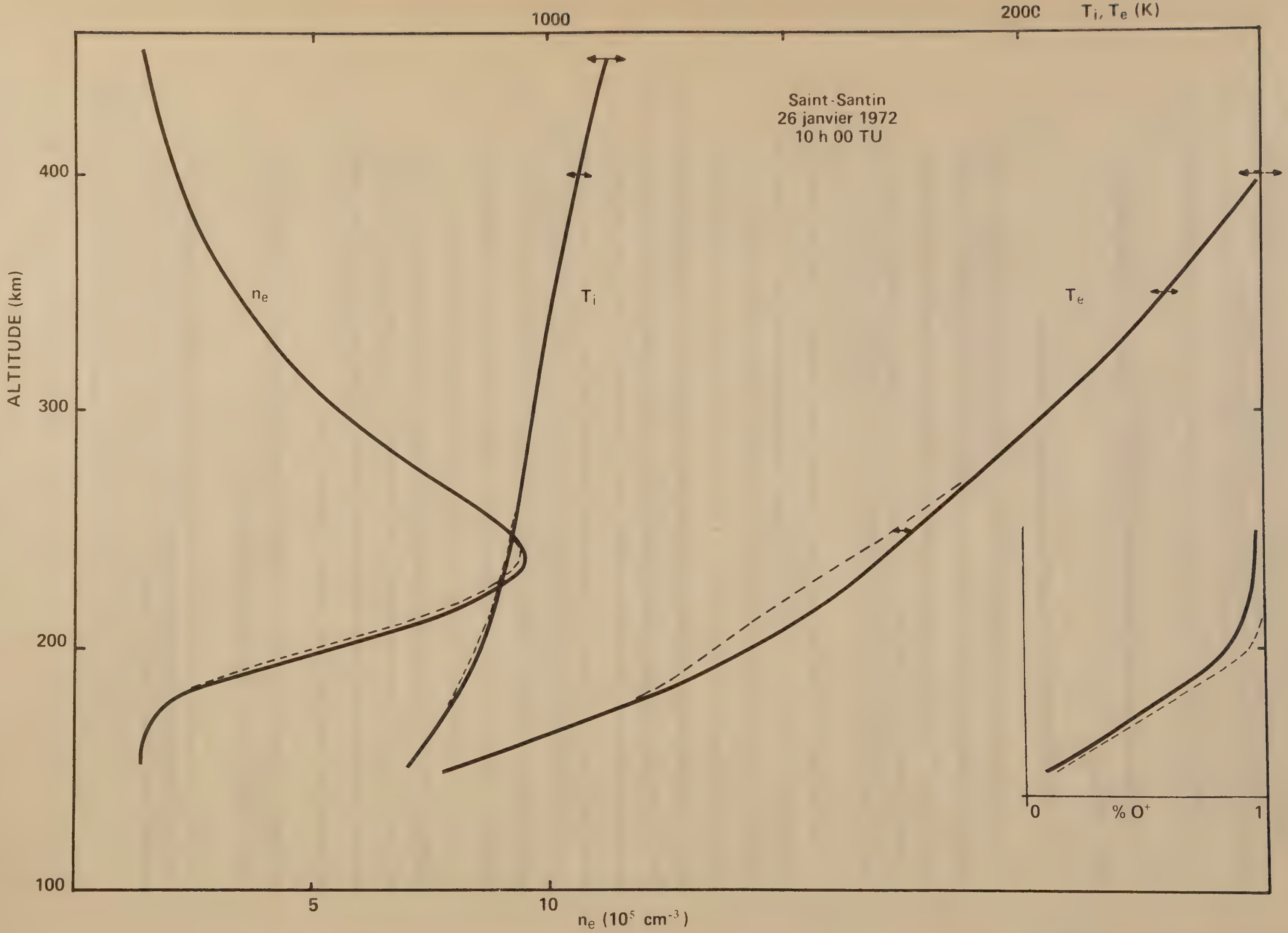


Fig. 3.1 Valeurs des paramètres mesurés en fonction de l'altitude pour deux profils de composition : ——composition haute ; - - - composition basse. Les valeurs de compositions ioniques déterminées par la régression sont notées par des x ; les flèches indiquent les barres d'erreur.

Dans la suite, le profil p_0 sera considéré comme un profil de composition moyenne, et nous définirons des profils de composition «haute» et «basse» $P_{max}(z)$ et $P_{min}(z)$, selon que la proportion en ions lourds (O_2^+ et NO^+) sera plus ou moins importante.

Nous constaterons dans ce qui suit que des différences dans le profil de composition peuvent entraîner de fortes variations de Q_m. Dans le chapitre IV (comparaison avec les valeurs théoriques) on verra cependant qu'il est possible de lever l'incertitude dans la plupart des cas.

b - Interpolation dans le temps

Nous appelons profil de mesure l'ensemble des données recueillies entre la partie supérieure de l'ionosphère (environ 500 km) et la partie inférieure (environ 100 km). L'obtention d'un point de mesure nécessite un temps d'intégration variant entre 30 secondes et 5 minutes, selon la densité électronique présente, et le temps nécessaire pour l'établissement d'un profil de mesure comprenant la suite des altitudes donnée dans les tableaux 2,1 ou 2,2, est actuellement de l'ordre de 45 mn, la mesure à l'altitude inférieure étant donc obtenue environ 45 mn après la mesure à l'altitude supérieure. Il est par conséquent, impossible de dire qu'un profil de mesure représente l'état de l'ionosphère à heure fixe. Or l'énergie Q_e cédée aux électrons thermiques par les PE est calculée à un instant fixé. Pour la comparaison, on sera donc amené à interpoler dans le temps les données du sondeur recueillies à chaque altitude, puis à prendre une coupe à heure fixe.

L'interpolation dans le temps se fait à chaque altitude, par un polynôme glissant du 3ème degré sur 4 points. On interrompt l'interpolation dès que deux points de mesure à la même altitude sont séparés par un intervalle de temps supérieur à 2 heures.

Cette opération n'était pas envisageable pour le traitement des données recueillies en 1965, 1966, 1967, car l'équipement était moins sensible à cette époque et l'établissement d'un profil nécessitait 2 heures de mesure; l'interpolation dans le temps n'aurait pas eu grand sens avec si peu de points de mesures dans une journée. Petit (1968) a montré que le calcul de Q_m et Φ_{th} à partir d'un profil étalé dans le temps était quand même valable en première approximation. Nous avons cherché à vérifier cela sur un exemple. Pour la journée du 26 janvier 1972, nous avons calculé Q_m et Φ_{th} sans et avec interpolation. Sur la figure 3,2, on a représenté seulement Q_e (300 km) et Φ_{th} en fonction du temps. L'influence de la densité neutre, illustrée par la même figure sera analysée dans la suite. On voit que l'interpolation a une influence négligeable sur Q_e (300 km). Il en va différemment pour les flux de conduction thermique dont on a représenté la moyenne à 450 km et 400 km. La dispersion des flux obtenus sur les profils non interpolés est supérieure à celle des flux obtenus sur les profils interpolés, ce qui justifie l'emploi généralisé de l'interpolation dans le temps pour les résultats qui vont être présentés dans la suite.

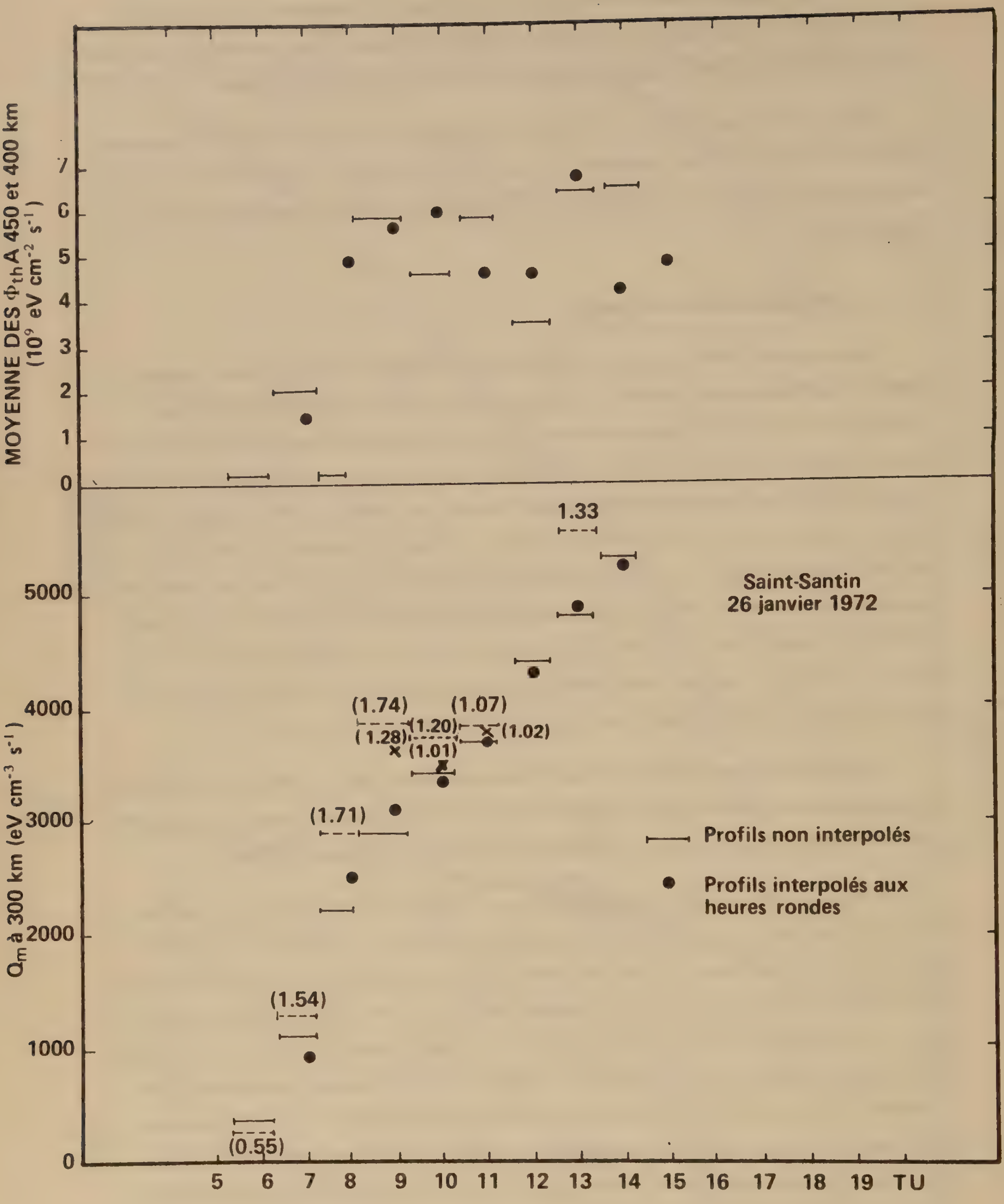


Fig. 3.2 Effet de l'interpolation dans le temps. Les segments —— représentent les valeurs de Q_e à 300 km (en bas) et de Φ_{th} (en haut) pour un profil de mesures s'étendant sur la durée indiquée par le segment. Les o indiquent les mêmes valeurs obtenues sur les profils interpolés à heures rondes. Les segments - - - - et les x représentent Q_e à 300 km obtenue avec la valeur de r_o indiquée entre parenthèses, respectivement pour les profils non interpolés et interpolés.

Pour les jours de mesure susceptibles de donner lieu à une analyse détaillée (soit une vingtaine, trente autres jours étant traités sans interpolation dans le temps), nous avons effectué l'interpolation pour toutes les heures rondes comprises entre 6 h TU et 18 h TU. Cette procédure, compte tenu des pannes du sondeur et de la plus faible durée des jours en hiver, a donné environ 150 profils à heure fixe, pour lesquels nous avons déterminé Q_m et Φ_{th}. Le nombre de profils à traiter a été en fait supérieur car pour un profil donné, nous avons très souvent utilisé différents ensembles de paramètres qui nécessitaient à chaque fois un nouveau traitement. Avec cette masse de données, il n'était pas question de procéder de la même manière que Petit (1968) qui devait, pour chaque profil, effectuer d'abord un lissage manuel de T_e en fonction de l'altitude avant de rentrer les valeurs lissées pour le calcul en machine. Il nous a donc fallu mettre au point une méthode numérique de lissage, qui est présentée maintenant.

c - Lissage en altitude de T_e

Le lissage en altitude est indispensable pour la détermination de Φ_{th}, qui fait intervenir la dérivée première de T_e, et a fortiori pour L_{cond}, qui est égal à la dérivée du flux Φ_{th}. Les mesures de T_e, de jour, sont en effet entachées d'une erreur de l'ordre de 20° K vers 400 km, erreur qui peut entraîner des variations non négligeables de Φ_{th} et donc de fortes oscillations de L_{cond}. Nous avons d'abord tenté de faire un lissage du profil complet de T_e par une somme de deux gaussiennes mais de multiples essais n'ont jamais conduit à des résultats valables dans tous les cas. La méthode finalement retenue est un lissage glissant parabolique, sur 4 points, non pas de la quantité T_e, mais de la quantité $T_e^{7/2}$, pondérée par l'erreur de mesure. Le choix de $T_e^{7/2}$ se comprend si on remarque que, à haute altitude, pour un flux de conduction constant, $T_e^{7/2}$ a une variation linéaire en fonction de l'altitude. Le flux de conduction variant en général assez peu entre deux points de mesure, la variation réelle de $T_e^{7/2}$ est presque linéaire et le lissage parabolique est donc justifié. Ce premier lissage permet la détermination du flux de conduction correct, comme de nombreux essais nous l'ont montré (l'incertitude de l'ordre de 10^9 eV cm^{-2} s^{-1} donnée pour ces flux dans la suite est due davantage à l'effet d'interpolation dans le temps qu'à la méthode de lissage en altitude). L'étape suivante consiste à effectuer un nouveau lissage parabolique glissant, cette fois-ci sur Φ_{th}, afin de pouvoir déterminer une valeur de $d\,\Phi_{th}/dz$ lentement variable. Φ_{th} et $d\,\Phi_{th}/dz$ sont alors interpolés tous les 10 km et on fait de même une interpolation parabolique sur les autres paramètres mesurés (n_e et T_i).

d - Corrections diverses

Deux corrections systématiques ont été apportées par rapport aux données utilisées précédemment (Lejeune et Petit, 1969). Fleury (1970), effectuant des comparaisons entre

les mesures de densité du sondeur à diffusion de Saint-Santin et celles de sondages en contrehaut par satellites a établi que des écarts systématiques pouvaient exister par suite de l'effet Faraday (rotation du plan de polarisation) subi par l'onde porteuse du sondeur à diffusion lors de son trajet dans l'ionosphère. Les mesures brutes de densité sont alors entachées d'une erreur qu'il est possible de corriger à posteriori; pour les jours de très forte densité (comme le 31 mars 1967, que nous étudierons par la suite) les différences sont très importantes. La correction de l'effet Faraday a été incluse systématiquement pour les résultats présentés ici.

La deuxième correction a trait également à la densité électronique; elle consiste en une meilleure détermination du volume diffusant, défini par l'intersection des lobes principaux des antennes d'émission et de réception ; pour une puissance reçue donnée, la densité électronique déduite varie en effet d'une façon inversement proportionnelle à ce volume. Des mesures conduites à Saint-Santin (antenne d'émission) par Carru, ont permis de déterminer le diagramme de rayonnement de cette antenne; pour l'antenne de réception de Nançay, on a fait des mesures sur des radiosources ponctuelles. Le calcul de l'intersection des lobes est exposé dans l'annexe A3, ainsi que les résultats obtenus. La correction résultant par rapport aux résultats antérieurs ne dépasse cependant jamais 5% entre 150 km et 400 km. Mais pour certains jours, des comparaisons avec les résultats d'ionosondes voisines de Saint-Santin nous ont amené à corriger globalement les résultats de densité, l'erreur étant alors due à une mauvaise normalisation du signal reçu. Les corrections ont pu atteindre exceptionnellement jusqu'à 30%, valeur bien plus élevée que la correction systématique de volume de lobe. Souvent, c'est après avoir effectué les comparaisons entre Q_m et Q_c et avoir obtenu des résultats en dehors des valeurs moyennes que nous avons recherché les ionogrammes des stations voisines et établi la correction à effectuer. La très grande influence de n_e sur Q_e ainsi que les remarques précédentes doivent nous amener à considérer les valeurs Q_m comme entachées d'une erreur aléatoire qui peut être assez grande, mais qu'il nous est difficile de chiffrer *. Cette conclusion fournit l'explication partielle de la dispersion de certains résultats du chapitre IV. Seule une normalisation automatique sur une ionosonde localisée à Saint-Santin (en projet) pourra nous affranchir de cette source d'erreur.

Nous avions effectué la détermination de Q_e et de Φ_{th} pour les années 1967, 1968 et 1969 à partir des mesures du sondeur non interpolées et non corrigées de l'effet Faraday et des volumes d'intersection des lobes d'antennes exactement de la même manière que pour les jours traités par Lejeune et Petit (1969).

* On peut néanmoins admettre que seules des erreurs sur la densité inférieures à 10% ont pu ne pas être détectées. A haute altitude, où L_{ei} est prépondérant, l'erreur sur Q_m peut donc être de l'ordre de 20%.

TABLEAU 3,1

Mécanisme	p	Espèce	j	$L_{jp} / n_e n_j$
Elastique	1	0	1	$5.3 \times 10^{-19} \sqrt{T_e} (1 + 5.7 \times 10^{-4} \times T_e) (T_e - T_n)$
		0_2	2	$1.21 \times 10^{-18} \sqrt{T_e} (1 + 0.036 \sqrt{T_e}) (T_e - T_n)$
		N_2	3	$1.77 \times 10^{-19} \times T_e (1 - 1.21 \times 10^{-4} \times T_e) (T_e - T_n)$
Rotation	2	0_2	2	$6.9 \times 10^{-14} \sqrt{T_e} (T_e - T_n)$
		N_2	3	$2.9 \times 10^{-14} \sqrt{T_e} (T_e - T_n)$
Vibration	3	0_2	2	Lane et al (1969)
		N_2	3	Rees et al (1967)
Electronique	4	0	1	Rees et al (1967)
Structure fine	5	0	1	$3.3 \times 10^{-15} [1 - 1.3 (T_n/1000 - 1) (2 - T_n/1000)] (T_e - T_n)$

Coefficients de perte d'énergie (eV cm^3 s^{-1}) des électrons thermiques sur les particules neutres, pour les processus de collision indiqués (T_e et T_n sont les températures électronique et neutre). La perte d'énergie par unité de volume est L_{jp} (eV cm^{-3} s^{-1}), j se rapportant à l'espèce neutre et p au type de collision envisagé.

La figure 3,3 donne les deux déterminations de Q_e pour 6 jours de mesure. Pour chaque jour, on a indiqué par des segments de droite les anciennes valeurs de Q_e à 300 km, et par un trait continu les nouvelles valeurs joignant les points de mesures à heures rondes. On a aussi donné une valeur moyenne de n_MF_2 (en unités 10^5 cm^{-3}) pour chaque jour considéré. En général, l'allure de variation des deux déterminations en fonction du temps est la même. Mais le rapport entre les nouvelles valeurs et les anciennes dépend de la densité du jour; cela est dû au fait qu'après correction Faraday la densité est d'autant plus augmentée que sa valeur est plus grande; il faudra donc considérer comme cas particuliers les jours où la densité est très élevée, comme par exemple le 31 mars 1967. Mais pour des densités inférieures à 10^6 cm^{-3}, la valeur du rapport entre les deux déterminations est approximativement 1.4.

En plus des effets de correction cités précédemment, une partie de la différence entre les deux déterminations est due à l'utilisation de sections efficaces différentes (plus récentes pour les données corrigées).

Pour certains jours que nous n'étudierons pas en détail, et pour éviter de compliquer un traitement lourd et onéreux, nous choisirons donc de multiplier les anciennes valeurs de Q_e par ce facteur 1.4, pour pouvoir utiliser ces résultats en même temps que les nouvelles déterminations.

III.3. Choix des sections efficaces de collisions électrons-neutres et des densités et température neutres

a - Sections efficaces

Les termes de pertes par collisions des électrons thermiques sur les neutres (O, O_2, N_2) utilisées pour la détermination de L_{en} sont indiquées dans le tableau 3,1 (ou bien la référence où elles ont été prises quand le terme est trop compliqué). Ces sections efficaces préconisées par Dalgarno (1969) sont sensiblement les mêmes que celles utilisées par Swartz (1972) ou Stubbe (1971). La figure 3,4 montre l'influence sur Q_m du choix des sections efficaces : des différences commencent à apparaître en dessous de 250 km mais ne dépassent pas 20% au-dessus de 180 km.

La formule utilisée ici pour les pertes par collisions de structure fine sur l'oxygène atomique (Dalgarno et Degges, 1968) est différente des approximations données par Dalgarno (1969) et Stubbe (1971) mais a été établie à partir des résultats du calcul exact (Dalgarno et Degges, 1968) et nous pensons qu'elle représente mieux ces résultats que les

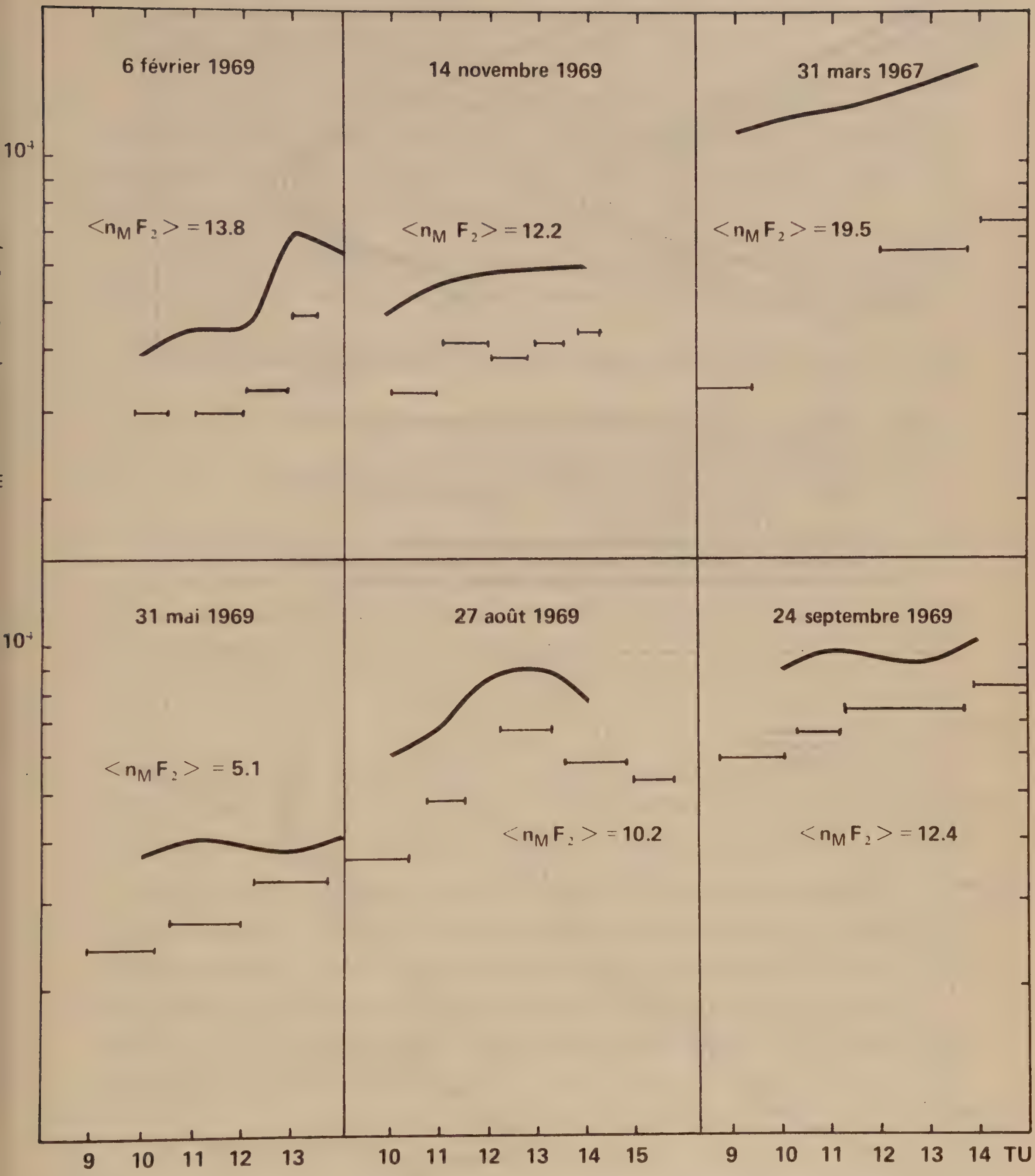


Fig. 3.3 Comparaison entre les valeurs de Q_e (300 km) obtenues à partir d'hypothèses différentes. Pour chaque jour de mesures la courbe continue relie les valeurs de Q_e obtenues pour des profils interpolés à heures rondes et les segments de droite donnent les valeurs de Q_e pour un profil s'étendant sur la durée indiquée par le segment, pour des données non corrigées et pour des sections efficaces différentes (voir texte).

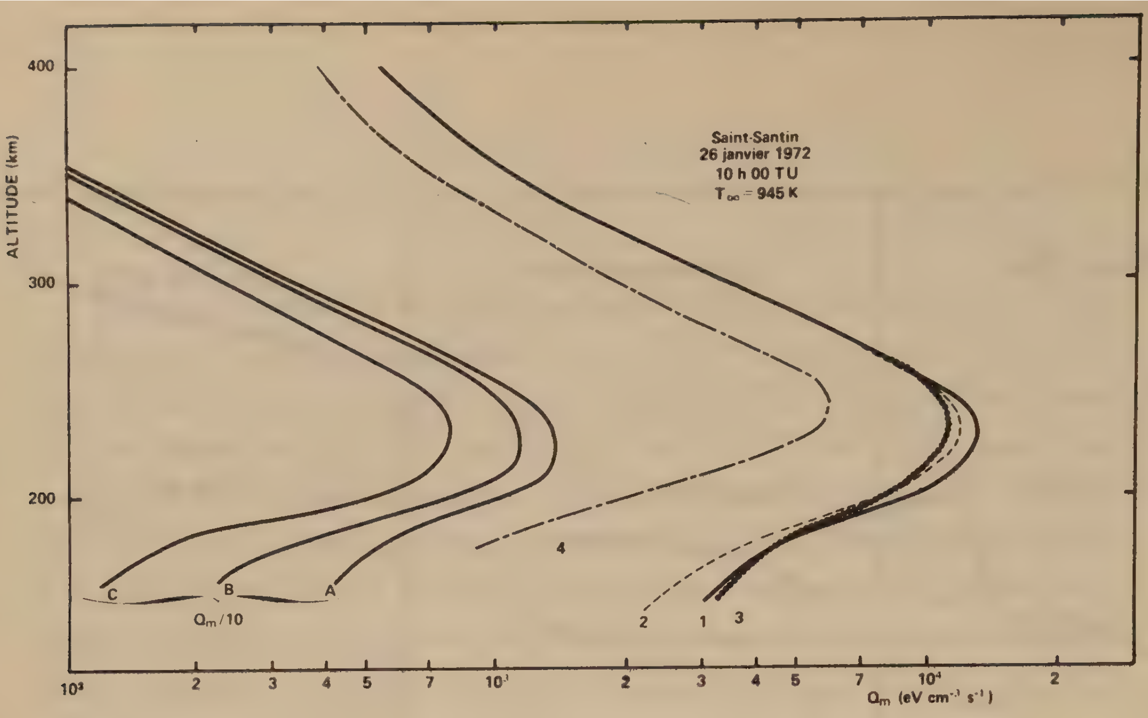


Fig. 3.4 Influence sur Q_m des densités neutres, des sections efficaces et de la composition ionique.
courbe 1 : sections efficaces retenues
courbe 2 : sections efficaces de Stubbe (1971), composition « haute »
courbe 3 : sections efficaces retenues, composition « basse »
($T_\infty = 945$ K ; $r_o = 1$)
courbe 4 : Q_m calculée sans les pertes de structure fine
les différents modèles de neutres A, B, C sont définis dans le texte.
(composition haute, sections efficaces retenues, $T_\infty = 945$ K)

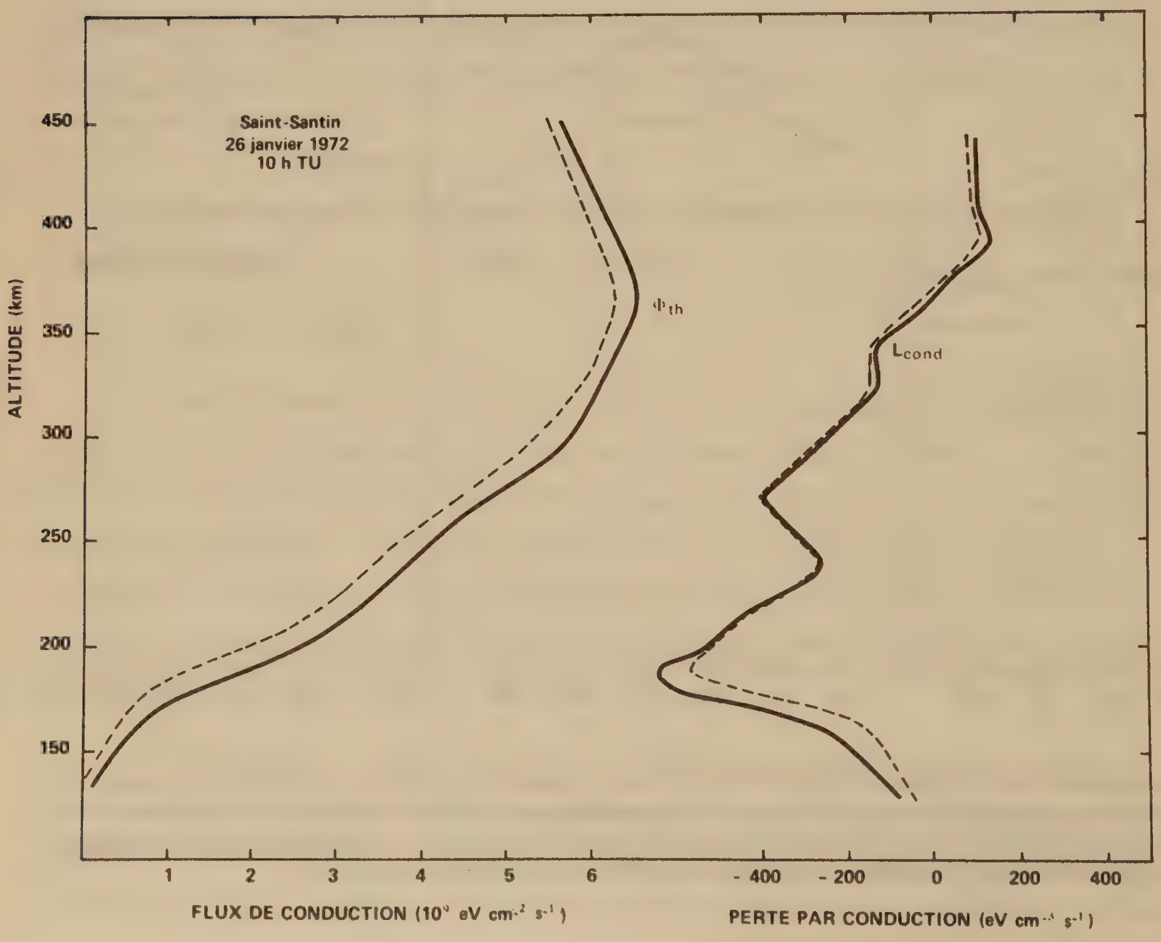


Fig. 3.5 Influence du terme de réduction de conduction thermique sur les neutres.
Φ_{th} et L_{cond} sont calculés avec deux valeurs du terme de réduction :
—— Q_D (0) (Banks, 1966)
--- 2 x Q_D (0)

autres formules approchées. Le terme de collisions de structure fine de 0 est prépondérant par rapport aux autres composantes de L_{en} partout dans l'ionosphère et représente souvent une part importante de la perte totale Q_m.

Sur la figure 3,4 nous avons représenté le profil de Q_m (courbe 4) obtenu quand on ne tient pas compte de ces pertes d'énergie par collisions de structure fine. L'altitude du maximum de Q_m s'en trouve remontée d'environ 10 km, et la valeur de Q_m est divisée par un facteur de l'ordre de 2 à 300 km et de l'ordre de 3 à 200 km.

Les sections efficaces de transfert de quantité de mouvement électrons-neutres interviennent aussi dans le calcul du coefficient de conductivité thermique K_e (équation 55).

On a en effet, d'après Banks (1966) :

$$K_e = \frac{7.7 \times 10^5 \, T_e^{5/2}}{1 + 3.22 \times 10^4 \dfrac{T_e^2}{n_e} \Sigma \, n_j \, Q_D \, (j)} \qquad (56)$$

Dans cette expression, la somme apparaissant au dénominateur représente la réduction de conductivité par collision mentionnée dans la section III.1. Les valeurs des sections efficaces $Q_D(j)$ ont été empruntées à Banks (1966). En particulier, on a pris :

$$Q_D \; (0) = 3.4 \times 10^{-16} \text{ cm}^2 \qquad (57)$$

Mais il est possible que cette valeur soit sousestimée compte tenu du fait que la collision de structure fine, inconnue à l'époque, est susceptible d'introduire une composante non négligeable dans la section efficace de transfert de quantité de mouvement.

Nous chercherons donc à voir l'influence sur Q_m d'un accroissement de $Q_D(0)$ par rapport à la valeur (57). La figure 3,5, donne, par les paramètres présentés sur la figure 3,1, les valeurs de Φ_{th} et L_{cond} correspondant à la valeur (57) et au double de cette valeur. On contrôle que cet effet n'est pas susceptible d'entraîner des variations importantes (les oscillations qu'on note sur L_{cond} n'ont pas de signification physique et reflètent les incertitudes importantes dans sa détermination).

b - Modèle de neutres

Waldteufel (1970) a établi d'une façon très sûre qu'il était possible de faire une étude de l'atmosphère neutre à l'aide des résultats du sondeur à diffusion : en particulier, les variations de température exosphérique obtenues en fonction de l'activité solaire ou de l'activité magnétique étaient assez semblables aux variations obtenues par Jacchia (1965)

à partir de résultats de freinage de satellites. Depuis lors, les modifications du modèle de 1965 ont conduit à des valeurs de température exosphérique déduites des mesures de freinage de satellite en accord satisfaisant avec les valeurs de T_∞ obtenues par le sondeur à diffusion (Jacchia, 1971). Nous utiliserons pour déterminer la valeur de T_∞ pour chaque profil de mesure la méthode exposée par Waldteufel (1970). Dans la majorité des cas, on prendra pour les profils de densités neutres le modèle défini dans la section II.4.c. Cependant, comme le montrent Swartz et Nisbet (1973), le choix d'autres valeurs de densités neutres à la limite inférieure entraîne des variations très importantes de Q_m : sur la courbe 3.4, nous avons représenté les valeurs de Q_m pour les densités neutres utilisées par ces auteurs; les courbes A, B et C correspondent aux densités neutres à 120 km suivantes :

A $n_O(120) = 1.4 \times 10^{11}\ cm^{-3}$ $n_{O_2}(120) = 1.0 \times 10^{11}\ cm^{-3}$

$n_{N_2}(120) = 4 \times 10^{11}\ cm^{-3}$

B $n_O(120) = 1.4 \times 10^{11}\ cm^{-3}$ $n_{O_2}(120) = 1.25 \times 10^{10}\ cm^{-3}$

$n_{N_2}(120) = 5 \times 10^{10}\ cm^{-3}$

C $n_O(120) = 0.7 \times 10^{11}\ cm^{-3}$ $n_{O_2}(120) = 1.25 \times 10^{10}\ cm^{-3}$

$n_{N_2}(120) = 5 \times 10^{10}\ cm^{-3}$

Par comparaison, pour une température exosphérique de 1000 K, les densités à 120 km du modèle de Jacchia (1971) sont :

$n_O = 1.4 \times 10^{11}\ cm^{-3}$ $n_{O_2} = 5.4 \times 10^{10}\ cm^{-3}$

$n_{N_2} = 3.8 \times 10^{11}\ cm^{-3}$

L'importante réduction des densités de O_2 et de N_2 entre les cas A et B entraîne une diminution de Q_m en dessous de 250 km seulement et la variation ne dépasse pas 20% entre 200 et 250 km. Seule une variation de n_O entraîne une variation de Q_m aux altitudes de l'ordre de 300 km.

Bauer, Waldteufel, Alcayde (1970) ont montré qu'il était possible de déterminer à la fois la densité n_O et la température exosphérique à partir des données du sondeur. Une méthode similaire a été adoptée ici sans toutefois aller jusqu'à la détermination de la pente de la température neutre dans la région F1. On détermine les paramètres r_0 (défini au début de la section I.4.) et T_∞ en minimisant l'écart quadratique moyen entre le modèle de température neutre et la température neutre calculée à partir des quantités mesurées n_e, T_e, T_i par l'équation :

$$L_{ei} = L_{in}$$

où L_{in} est la perte d'énergie des ions sur les neutres,pour toutes les altitudes de mesure comprises entre 400 km et 225 km.

Dans la suite, les valeurs de Q_m et Q_c calculées en utilisant cette méthode de régression pour n_0 seront signalées explicitement. En l'absence d'une telle indication, les densités à 90 km seront celles du modèle de Jacchia (1971) et seule la valeur de T_∞ sera déterminée par la régression.

III.4.Problème du minimum de Q_m aux environs de 200 km

Les profils de Q_m en fonction de l'altitude calculés par Petit (1968) et Lejeune et Petit (1969), présentent dans certains cas un minimum relatif aux environs de 200 km. C'est le cas en particulier pour les profils du 30 juin 1966.

On a d'abord pensé pouvoir expliquer l'existence de ce minimum par le jeu d'effets non locaux : les PE créés en majorité à l'altitude du minimum iraient davantage chauffer aux altitudes plus élevées. Cependant, nos présents calculs de Q_c n'ont jamais permis de constater un quelconque minimum dans les profils théoriques de Q_e, confirmant en cela les résultats obtenus par d'autres méthodes

C'est donc l'existence d'un minimum dans les profils de Q_m qu'il faut remettre en cause. On peut admettre que le 30 juin 1966, la résolution temporelle des mesures était insuffisante pour fournir un profil Q_m significatif. Mais des mesures plus récentes et meilleures font à nouveau apparaître un tel minimum. Une autre explication doit donc être recherchée; elle fait intervenir l'incertitude des températures fournies par le sondeur dans la basse ionosphère, lorsque la composition ionique est inconnue.

La figure 3.6 montre l'influence du choix d'un profil de composition ionique p sur les valeurs des paramètres n_e, T_i, T_e mesurés par le sondeur à diffusion de Saint-Santin, pour le profil interpolé à 16 h TU le 31 mai 1969.

On voit que n_e est peu influencé, mais par contre T_i et surtout T_e peuvent subir des variations importantes.

Sur la figure 3.7, on a représenté le profil de Φ_{th} obtenu à partir des 3 profils de T_e de la figure 3.6, correspondant aux 3 profils de p. Les valeurs de L_{cond} et de L_{coll} (pour cette dernière grandeur, l'échelle doit être multipliée par 10) sont représentées sur la partie droite de la figure. On voit que les valeurs de L_{cond} sont très dépendantes du profil de composition, mais toujours petites ($\sim$ 10%) par rapport aux valeurs de L_{coll}. On constate aussi que les variations du profil de T_e dues aux variations du profil de composition entraînent des variations importantes de L_{coll}, d'amplitude pouvant atteindre 40% à 215 km, quand p passe de 0.06 à 0.23.

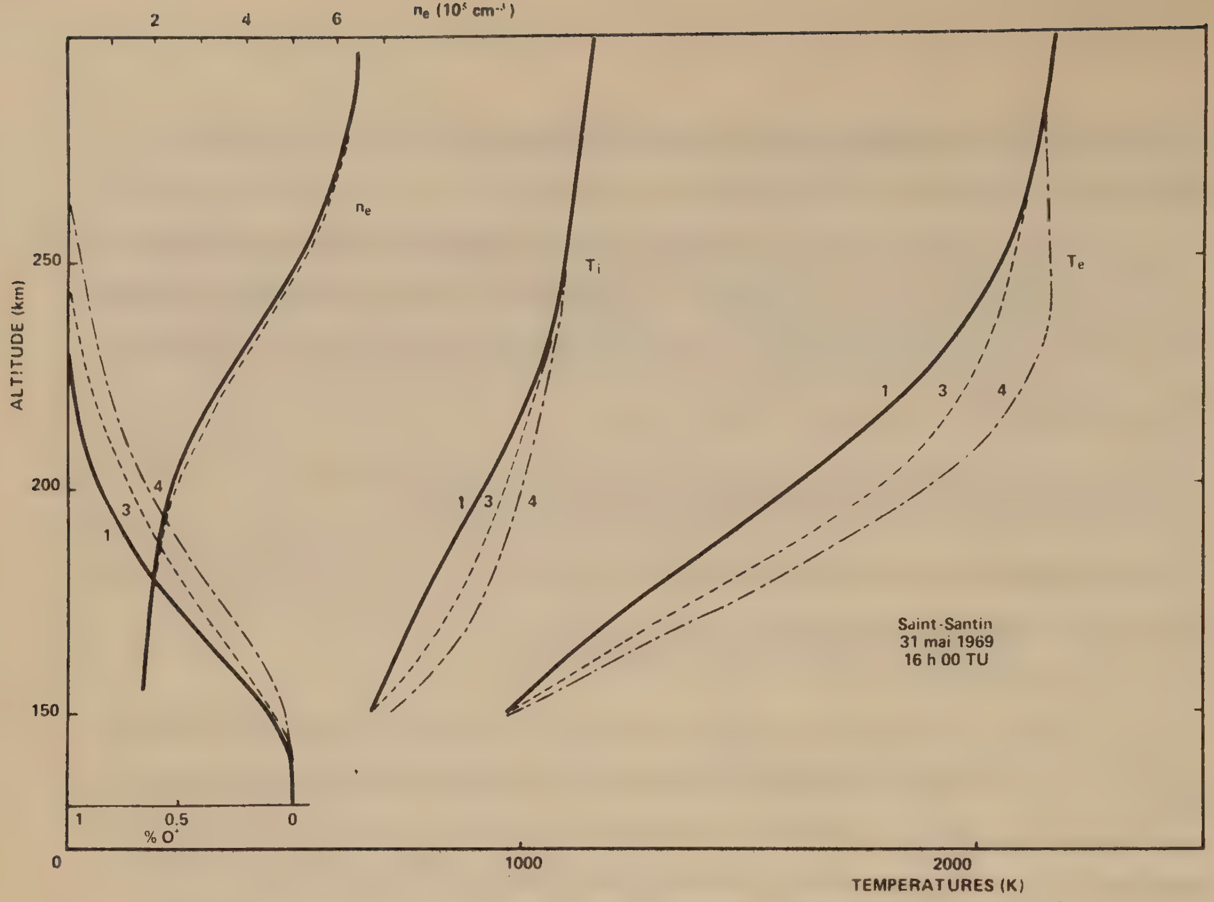


Fig. 3.6 Influence de la composition ionique dans un cas de faible densité électronique. Les profils 1, 3, 4 correspondent aux compositions « basse », « moyenne » et « haute ».

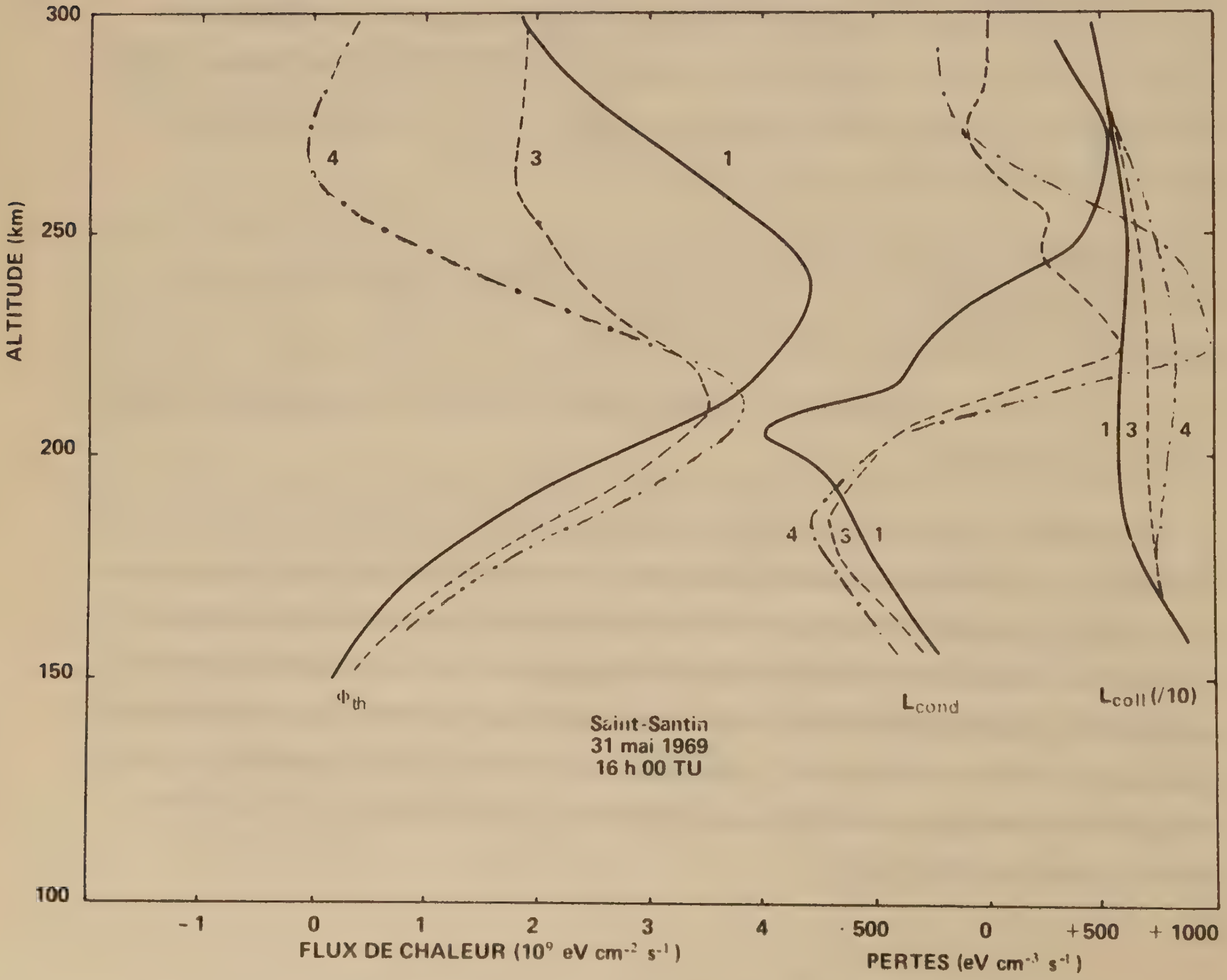


Fig. 3.7 Influence de la composition ionique sur les profils de ϕ_{th}, L_{coll} et L_{cond} pour le 31 mai 1969 à 10 h TU (cf figure 3,6).

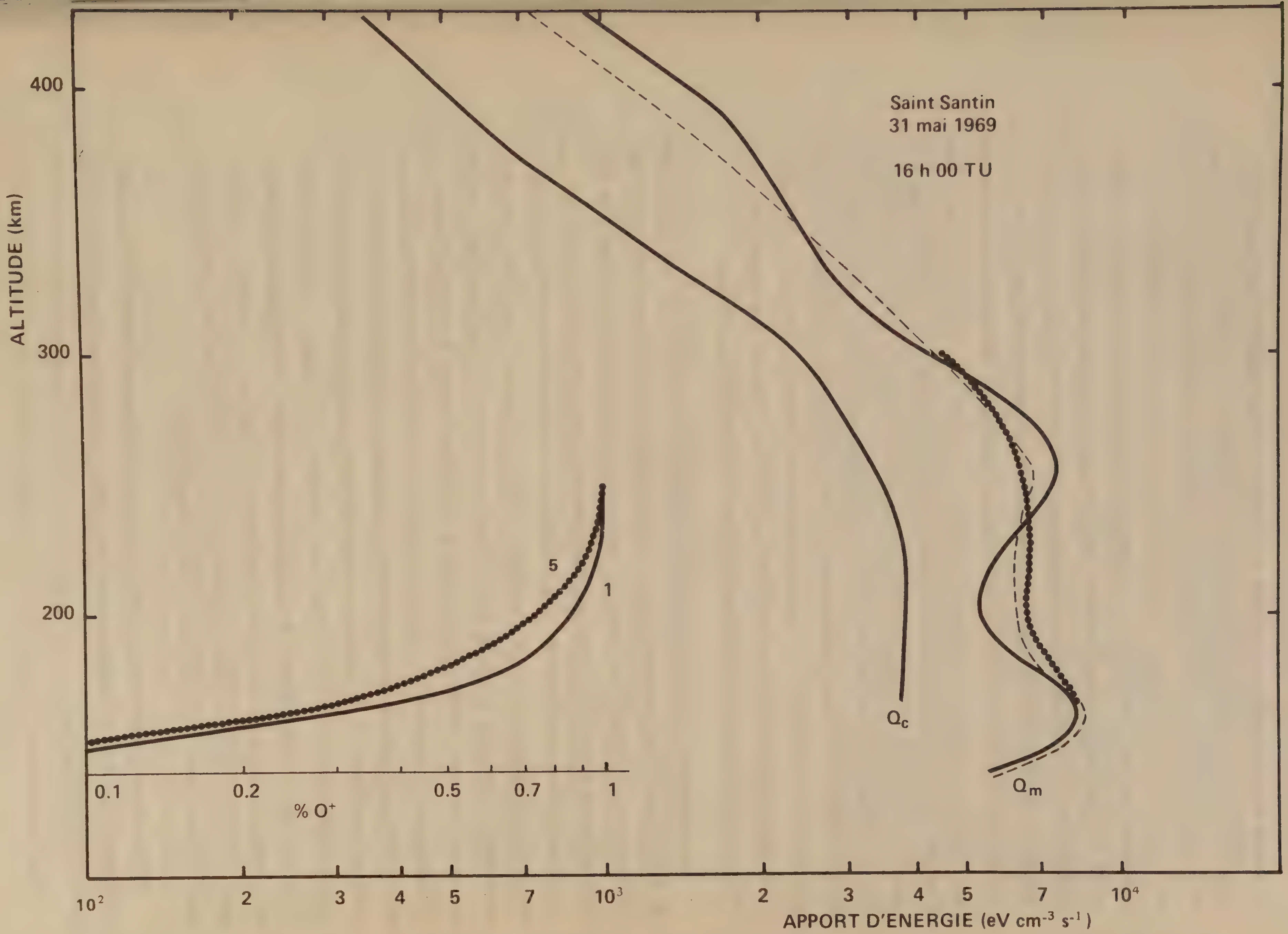


Fig. 3.8 Profils de Q_c et de Q_m obtenues pour les profils de composition 1 (—— , composition « basse ») et 5 (. . . . , composition « haute »). On a aussi représenté par - - - - le profil de L_{coll}, pertes par collisions, pour le profil de composition 1.

Bien que L_{cond} soit faible par rapport à L_{coll}, ce terme peut modifier sensiblement la forme du profil de Q_m en fonction de l'altitude. Cela est visible sur la figure 3,8, où on a représenté les valeurs de L_{coll} et Q_m pour le profil de composition le plus bas P_{min} de la figure 3,6. On voit que le minimum à 200 km se creuse sensiblement quand on passe de L_{coll} à Q_m, ce qui souligne l'importance du rôle de L_{cond} dans l'apparition de ce minimum. Un autre profil de p, P', représenté par des cercles sur la figure 3,8, donne le profil de Q'_m représenté par des cercles, où le minimum a pratiquement disparu. Pour comparaison, on a aussi représenté sur la figure 3,8 le profil de Q_c. On voit que, si on excepte les légères bosses de Q'_m à 260 km et 160 km, les énergies Q'_m et Q_c ont une variation très semblable en fonction de l'altitude. Au-dessus de 300 km, les oscillations de Q_m autour de la courbe représentant L_{coll} sont dues au terme de conduction L_{cond}. Dans l'exemple choisi, qui correspond à une faible densité électronique, ces variations sont exagérées et dues au fait que L_{cond} n'est pas connu avec une bonne précision, étant liée à la dérivée seconde de T_e en fonction de l'altitude; comme n_e est faible, L_{coll} est faible également et l'influence de cette indétermination se fait davantage sentir. De même, on ne doit accorder trop d'importance à la bosse qui se dessine en dessous de 200 km. On constate sur la figure 3,6 que $T_e - T_i$ est de l'ordre de 300° K à 150 km, ce qui entraîne une erreur sur L_{coll} de l'ordre de 15% (les erreurs sur T_e et T_i sont de 20° K à 150 km).

En conclusion, nous pouvons dire que l'existence d'un maximum de Q_m aux environs de 250 km, suivi d'un minimum aux environs de 200 km, peut s'expliquer par un mauvais choix du profil de composition ionique. Nous avons constaté qu'en 1969, ce cas c'est présenté en milieu de jour pour toutes les campagnes de fin Mai, Juin, Juillet et Août, à l'exclusion de toute autre période, ce qui confirme très clairement les résultats de Evans et Cox (1970), Waldteufel (1970) et Fontanari (1973) selon lesquels le profil de p est plus élevé en été. Il reste que les profils de Q_m présentent souvent, dans ces cas d'été en milieu de journée, un point d'inflexion qui se situe à une altitude voisine de 200 km. On peut considérer que l'existence d'une inflexion dans le profil de Q_m est une réalité physique du même ordre que l'existence d'un minimum : l'amplitude du phénomène est seulement beaucoup plus faible, et, en tous cas, son explication ne peut être recherchée dans des effets de déplacement de PE qui, comme nous l'avons vu sur la figure 2,12, ont très peu d'influence sur le profil théorique de Q_e en dessous de 300 km. Un tel point d'inflexion peut cependant s'observer sur les profils théoriques de Q_e dès que la couche F est élevée ($hMF_2 \simeq 300$ km) pour les faibles angles zénitaux ($\chi < 30°$); déjà on peut constater sur la figure 2,14 une légère apparition de cet effet à basse altitude.

Nous avons ainsi terminé le tour des difficultés que comporte l'obtention d'un profil expérimental Q_m; dans le chapitre suivant, nous allons présenter une comparaison détaillée des profils de Q_m et Q_c.

IV. COMPARAISON ENTRE LES RESULTATS THEORIQUES ET EXPERIMENTAUX

A la fin du chapitre III, nous avons déjà présenté une comparaison entre Q_m, apport d'énergie aux électrons thermiques «mesuré» et Q_c, apport d'énergie théorique, pour le cas du 31 mai 1969 à 16 h TU.

Nous avons constaté pour ce cas d'été à faible densité électronique, une grande influence du choix du profil de composition ionique sur le profil de Q_m. Par contre, nous voyons sur la figure 3,4 que, pour un jour d'hiver, le 26 janvier 1972 à 10 h TU, l'influence du choix de compositions ioniques différentes est du même ordre que l'influence des paramètres de sections efficaces, c'est-à-dire très faible.

Nous pourrions donc songer à utiliser les résultats d'hiver pour vérifier que notre calcul théorique Q_c reproduit bien les profils de Q_m obtenus pour ces jours, puis, cette vérification étant faite, choisir le profil de composition ionique pour les jours d'été de faible densité électronique, de sorte que le profil Q_m soit en accord avec le profil Q_c déterminé pour ces jours.

Cependant, les paramètres de l'atmosphère neutre interviennent aussi, comme nous l'avons vu, pour les déterminations aussi bien de Q_m que de Q_c. Ce problème très complexe de la comparaison des profils Q_m et Q_c sera abordé dans la section IV.1.

Nous constaterons que pour chaque jour de mesures on peut définir un rapport $R = \frac{Q_m}{Q_c}$, indépendant en première approximation de l'heure de la journée et de l'altitude (comprise entre 200 km et 400 km) où l'on prend la valeur de ce rapport. Mais R a en moyenne des valeurs nettement supérieures à 1, et ce fait sera interprété et discuté dans la section IV.2.a.

De plus, nous verrons que R peut prendre des valeurs très différentes suivant le jour de mesure, les valeurs extrêmes pour les jours étudiés étant 2 et 4.3. Nous étudierons dans la section IV.2.b, les variations de R en fonction de l'activité solaire.

Dans la dernière section IV.3., nous comparerons les valeurs de flux d'échappement de PE calculés aux valeurs mesurées par d'autres méthodes et aux flux de conduction thermiques observés à Saint-Santin pour les jours de mesure considérés.

IV.1. Comparaison entre les profils de Q_e théoriques et expérimentaux

Comme nous l'avons vu dans le chapitre III.2., à partir de chaque profil de mesures interpolé à heures rondes, nous déduisons la température exosphérique T_∞ et, dans certains cas, le paramètre multiplicatif r_0 pour la densité d'oxygène atomique, ce qui définit les profils de densité des constituants neutres. La méthode de détermination de Q_m est développée dans le chapitre III. Rappelons que le choix du profil de composition ionique a une grande importance pour cette détermination. Quant à la détermination de Q_c, elle se fait exactement comme en II.4.c. : T_∞ (et éventuellement $r_0 \neq 1$) sont déterminés expérimentalement,

TABLEAU 4,1,a

TU	7.2.69		10.2.69		11.2.69		24.4.69		7.5.69		31.5.69		24.6.69		27.8.69		24.9.69		14.11.69	
	A	B	A	B	A	B	A	B	A	B	A	B	A	B	A	B	A	B	A	B
6											4.3	300	6.6	310						
7							4.7	310	7.1	280	4.0	300	8.9	300	5.7	290	5.2	350		
8	9.1	240	6.4	245	5.7	290	5.3	290	7.1	280	4.2	300	8.8	310	7.0	285	9.9	280	7.4	240
9	11.7	245	9.2	250	10.0	295	6.1	290	7.0	290	4.6	310	9.5	330	6.8	290	13.4	270	10.2	250
10	12.2	260	10.8	255	15.9	290	7.3	290	6.8	305	5.1	310			6.7	300	14.1	270	11.1	250
11	12.6	270	11.0	260	16.9	290	8.8	300	7.8	300	5.3	310	10.1	345	7.9	310	12.4	280	11.1	270
12	12.6	270	10.8	265	16.9	290	10.0	310			5.0	310	9.5	335	10.3	310	12.4	275	12.2	270
13	13.8	270	11.0	270	17.8	300	10.3	310			5.0	310	8.3	320	11.1	310	12.8	270	12.5	260
14	14.6	270	11.0	280	20.3	300	10.7	315	9.1	290	5.4	305	7.2	310	10.1	300	12.7	280	12.1	270
15	14.0	270	10.7	275			10.7	310	9.0	295	6.0	290	6.4	305	9.7	295	11.7	285	11.4	265
16	11.8	270	9.4	260			11.9	305	9.4	300	6.3	290	7.3	305	9.3	295	11.0	290	9.0	255
17			6.3	270					10.0	300	6.3	300	8.0	310	8.5	295	12.4	310	4.5	250
18			5.5	300					10.6	305	6.5	320	8.2	315	8.2	310				
19			4.6	325					10.7	305	7.9	320	7.4	320	9.0	325				
20			4.0	310							8.1	310	6.0	325						

A : n_MF_2 (10^5 cm^{-3})
B : h_MF_2 (km)

Pour 10 journées de 1969 étudiées en détail, on a représenté en fonction de l'heure de la journée, les valeurs de n_MF_2 (première colonne, en 10^5 cm^{-3}) et de h_MF_2 (deuxième colonne, en km) déterminées à partir des profils interpolés dans le temps. Pour plus de détails, on peut se reporter aux données brutes déposées au Centre Mondial des Données (World Data Center, Boulder).

TABLEAU 4,1,b

TU	26		27		28		29		30		31	
	A	B	A	B	A	B	A	B	A	B	A	B
7	2.3	280			2.0	250	1.4	280	1.9	260	2.3	250
8	4.7	250	6.7	235	6.7	215	3.6	240	5.4	220	5.4	240
9	7.8	240	6.3	225	8.6	235	5.2	230	6.2	235	6.0	225
10	9.3	240	9.0	240	11.0	235	5.2	230	6.7	235	7.0	235
11	10.8	240	11.5	240	12.5	240	7.5	240	7.7	235	10.1	240
12	10.0	240	10.0	235	12.0	260	7.4	225	8.8	235	9.7	235
13	9.9	240	8.0	235	13.0	250	8.2	235	7.4	230	8.5	250
14	9.4	260	8.5	260	10.5	240	8.4	240	6.8	235	9.7	240
15	10.4	260	10.6	255	9.0	260	8.3	235	8.4	240	9.3	230
16	10.7	260	8.7	235	8.4	250	8.8	240	8.1	230	6.5	235
17	8.0	265	4.8	265			4.7	240	4.9	235	3.9	240

A : $n_M F_2$ (10^5 cm^{-3})

B : $h_M F_2$ (km)

Pour 6 jours de janvier 1972 étudiés en détail, on a représenté en fonction de l'heure de la journée, les valeurs de $n_M F_2$ (première colonne, en 10^5 cm^{-3}) et de $h_M F_2$ (deuxième colonne, en km) déterminées à partir des profils interpolés dans le temps. Pour plus de détails, on peut se reporter aux données brutes déposées au Centre Mondial des Données (World Data Center, Boulder).

et on remplace le modèle de densité électronique (caractérisée par h_MF_2 et n_MF_2) par les valeurs effectivement mesurées. L'angle zénithal solaire est calculé en fonction de l'heure et du jour d'observation *.

Le tableau 4,1,a donne en fonction du temps les valeurs de n_MF_2 et h_MF_2 pour les dix jours d'observation de 1969, étudiés en détail. Les figures 4,2 à 4,13, montrent les profils de Q_m et Q_c obtenus pour ces jours. Le tableau 4,1,b est semblable au tableau 4,1,a, pour 6 jours de mesure en janvier 1972. Pour deux de ces jours, les figures 4,14 et 4,15, représentent Q_m et Q_c. La comparaison de Q_m et Q_c en fonction de l'altitude et du temps présentée dans cette section sera basée sur cet ensemble d'observations **.

a - Variation en fonction de l'altitude aux altitudes supérieures à 300 km

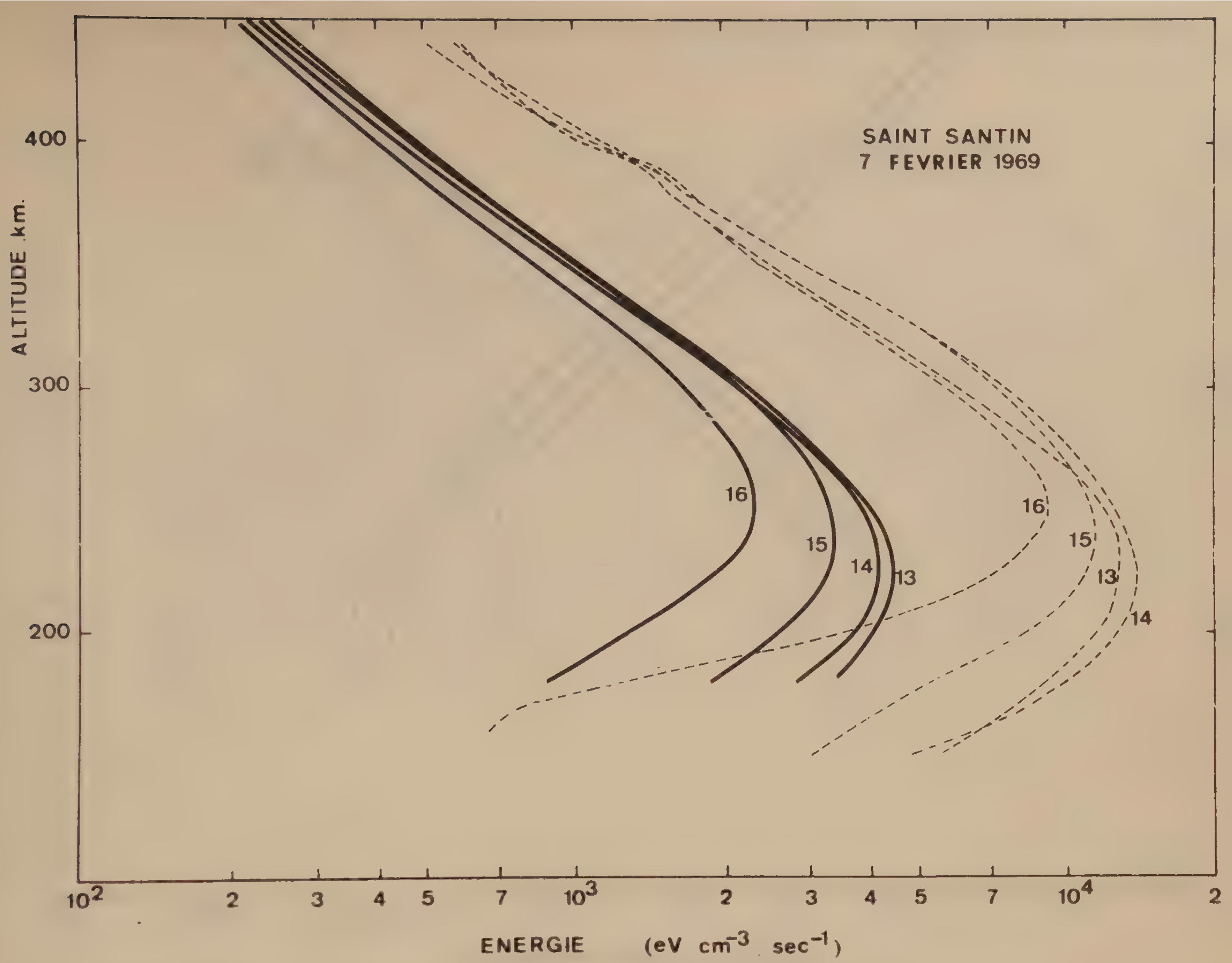
En premier lieu, dans tous les cas présentés, les échelles de hauteur des courbes Q_m et Q_c au-dessus de 300 km sont les mêmes, dans la limite de la précision sur la forme de Q_m : s'il se produit des oscillations de Q_m autour d'une droite moyenne (en échelle semi-logarithmique), ces oscillations sont dues à des oscillations du flux de conduction thermique, à une altitude où la valeur de L_{cond} n'est plus négligeable par rapport aux pertes par collisions notées L_{coll}. Rappelons que L_{cond} fait intervenir la dérivée seconde de la température électronique T_e en fonction de l'altitude : on comprend donc l'apparition des oscillations, dont la faible amplitude donne toutefois une idée de l'excellente qualité des mesures de température du sondeur. Dans la section IV.3., nous utiliserons les déterminations expérimentales des flux de chaleur à haute altitude, et nous constaterons encore une fois que l'on détermine ces flux avec une très bonne précision.

A ces altitudes (au-dessus de 300 km), la production de PE a une échelle de hauteur égale à celle de l'oxygène atomique, elle-même déterminée par la température exosphérique T_∞ déduite des données du sondeur. L'énergie cédée aux électrons thermiques Q_c a elle aussi une échelle de hauteur de même ordre, si on néglige le léger effet de courbure du profil introduit par le caractère non local du dépôt d'énergie (voir figure 2,12).

Quant au dépôt de chaleur «mesuré» Q_m, son échelle de hauteur à haute altitude est peu différente en moyenne de l'échelle de hauteur de L_{coll}, L_{cond} n'introduisant pas de différence importante. Or L_{coll} a pour échelle de hauteur une moyenne pondérée des échelles de hauteur de L_{ei}, perte des électrons sur les ions, et de L_O, perte des électrons sur l'oxygène atomique. Pour des températures électroniques peu variables en fonction de l'altitude en comparaison des fortes variations de n_O et n_e, L_{ei} varie comme n_e^2 et L_O

* Pour un profil, le temps de calcul total sur GE600 est inférieur à 1/100e d'heures

** Pour plus de détails sur les données utilisées, on peut se reporter aux documents déposés au Centre mondial des données à Boulder. Ces données sont aussi sur bandes magnétiques et utilisables par tous.



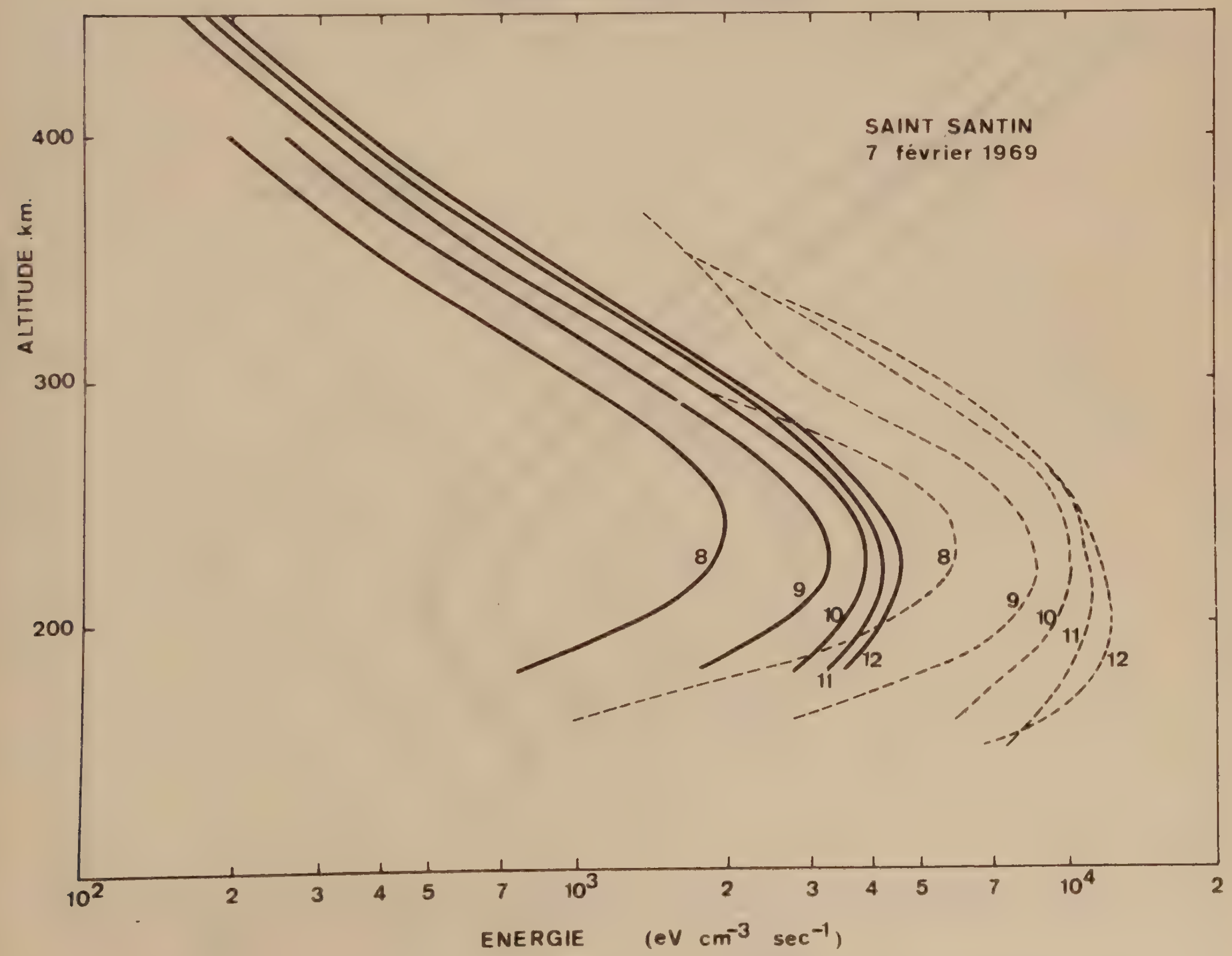
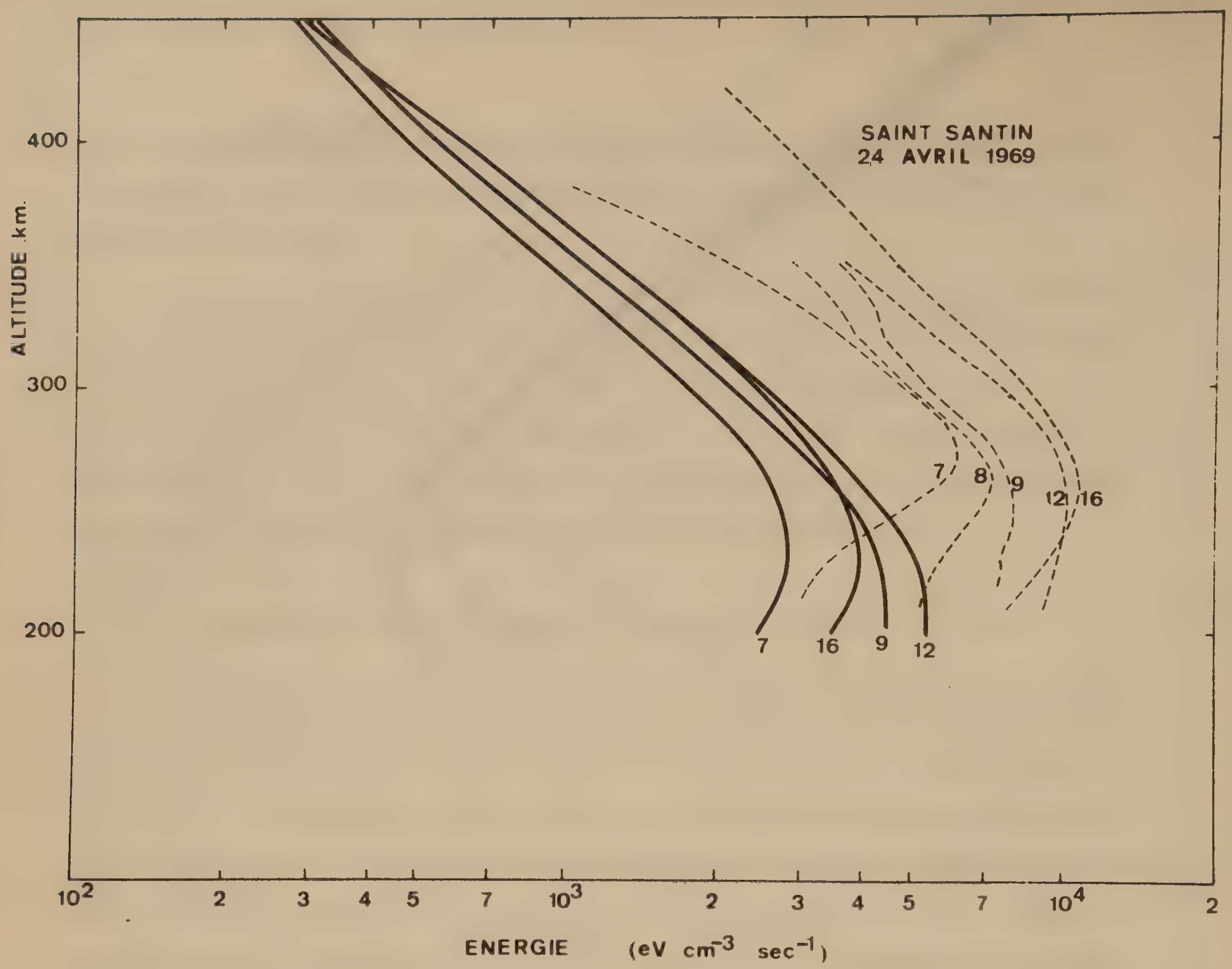


Fig. 4.2 et 4.3 Profils de Q_m (----) et Q_c (—) pour différentes heures (indiquées en cote).



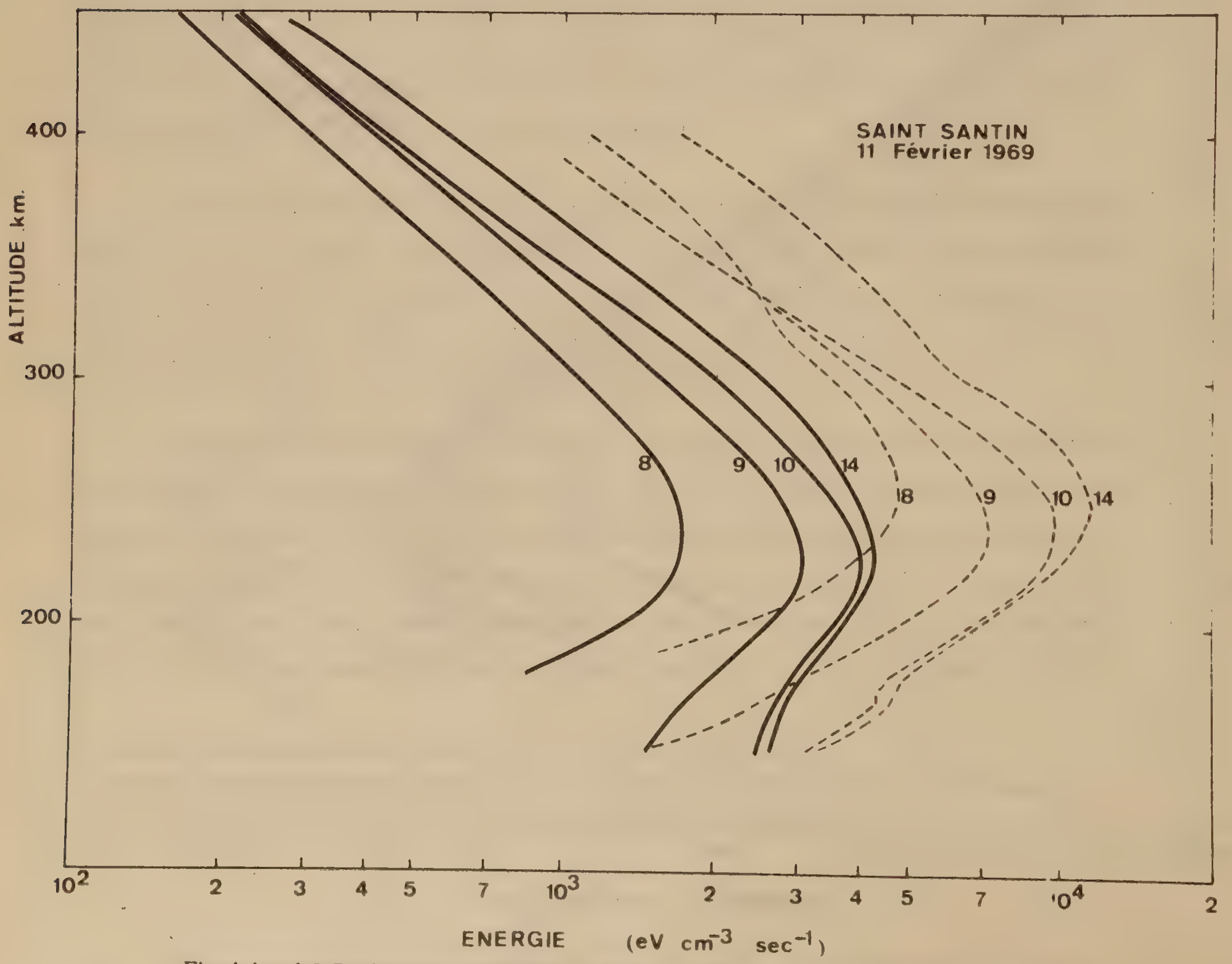
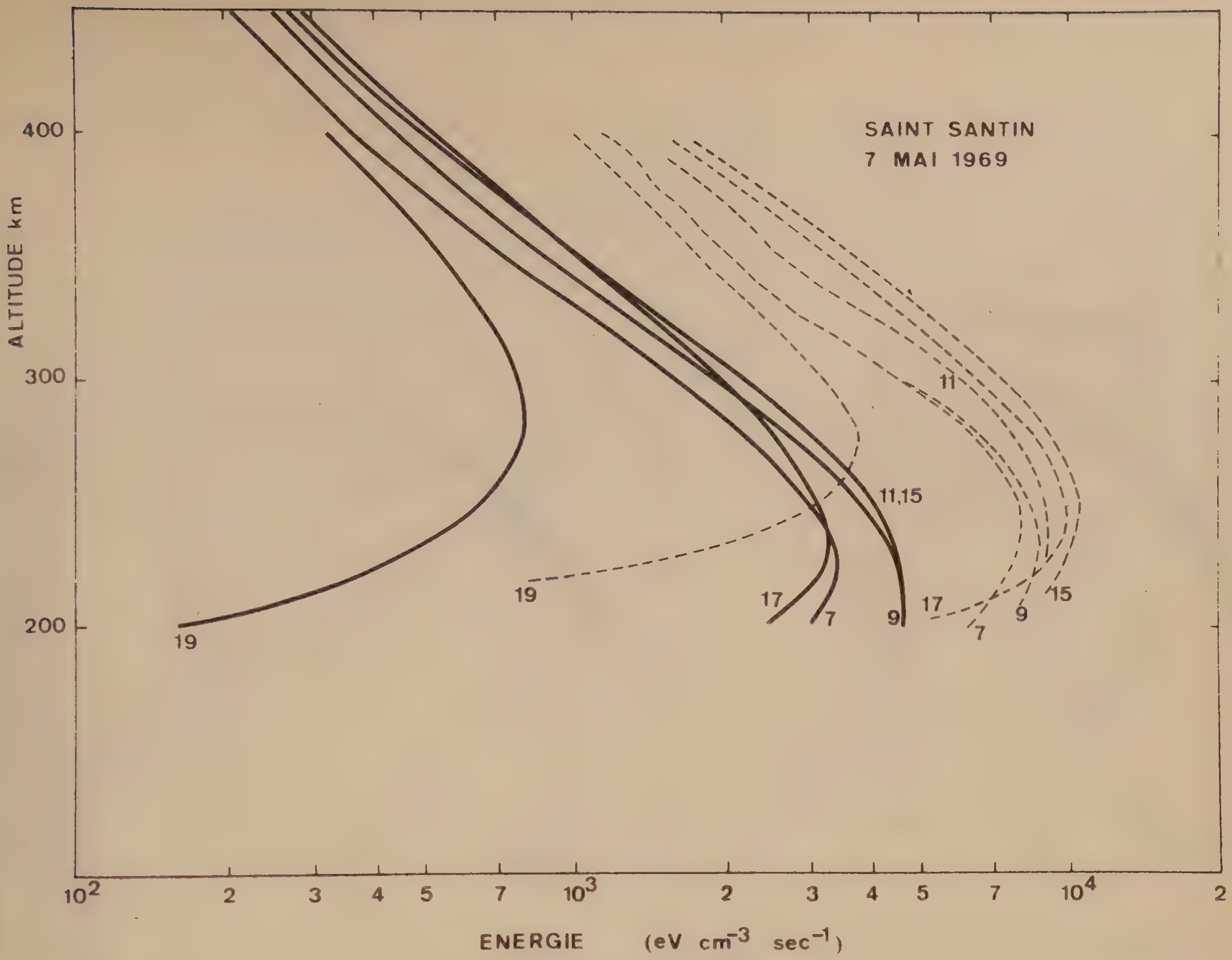


Fig. 4.4 et 4.5 Profils de Q_m (----) et Q_c (—) pour différentes heures (indiquées en cote)



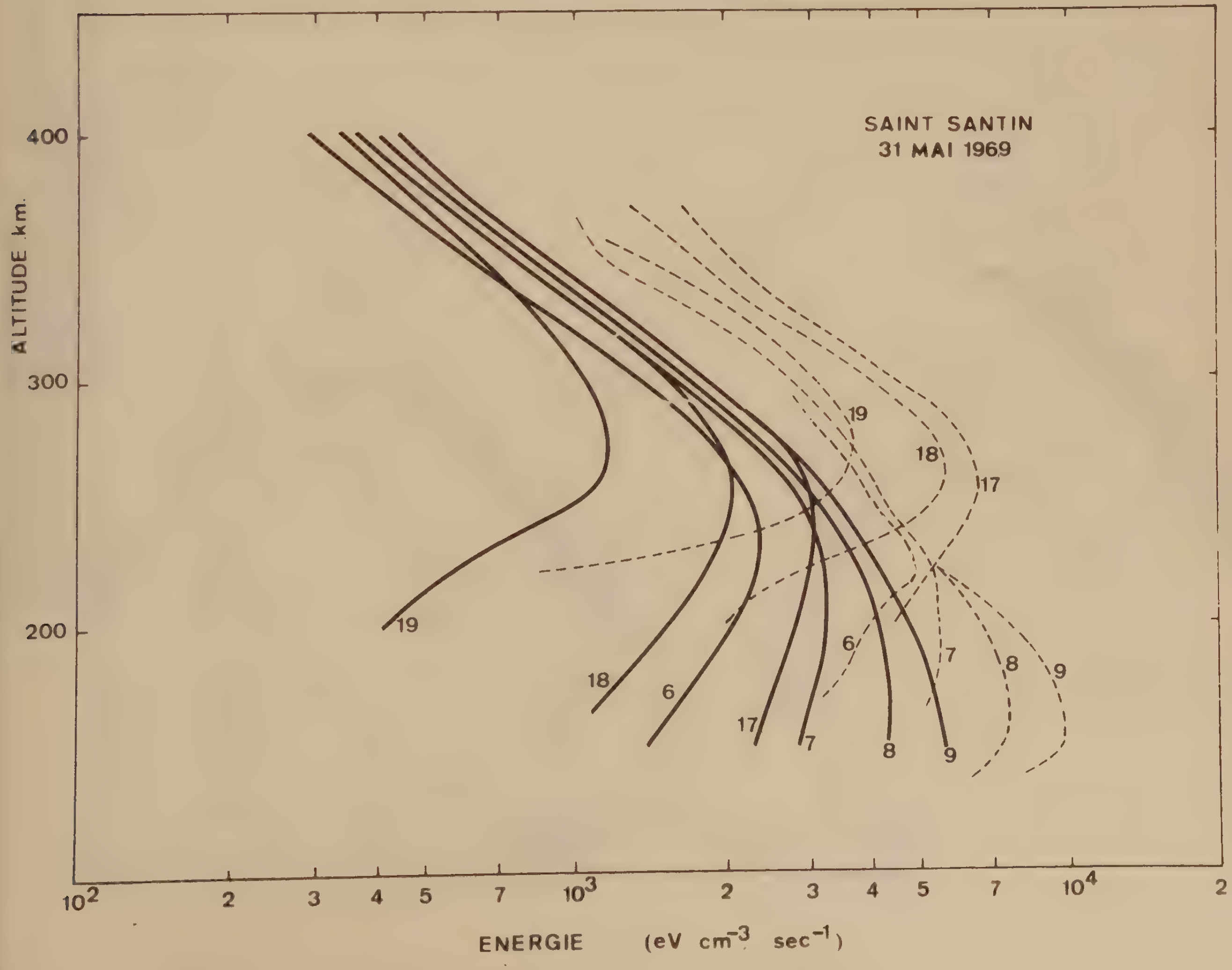


Fig. 4.6 et 4.7 Profils de Q_m (- - - -) et Q_c (——) pour différentes heures (indiquées en cote)

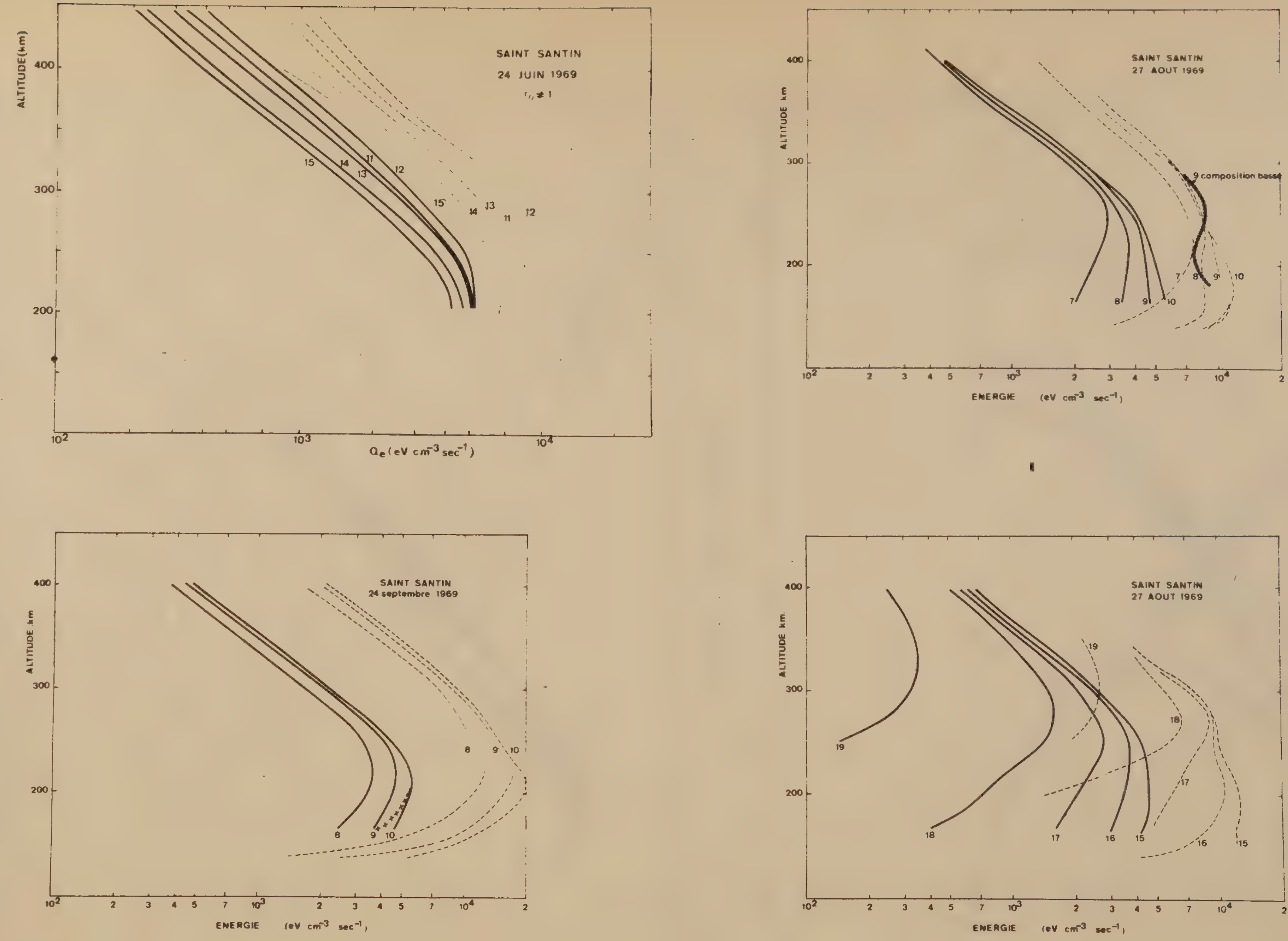


Fig. 4.8, 4.9, 4.10, 4.11 Profils de Q_m (- - - - -) et Q_c (——) pour différentes heures (indiquées en cote)
Pour le 27 Août 1969 à 09 h TU, on a aussi représenté (• • • •) Q_m calculé pour le profil de composition ionique n° 1 ; pour le 24 Septembre 1969 à 10 h TU, on a aussi représenté (+ + + +) des processus de collisions sur les particules neutres pour les PE de très faible énergie.

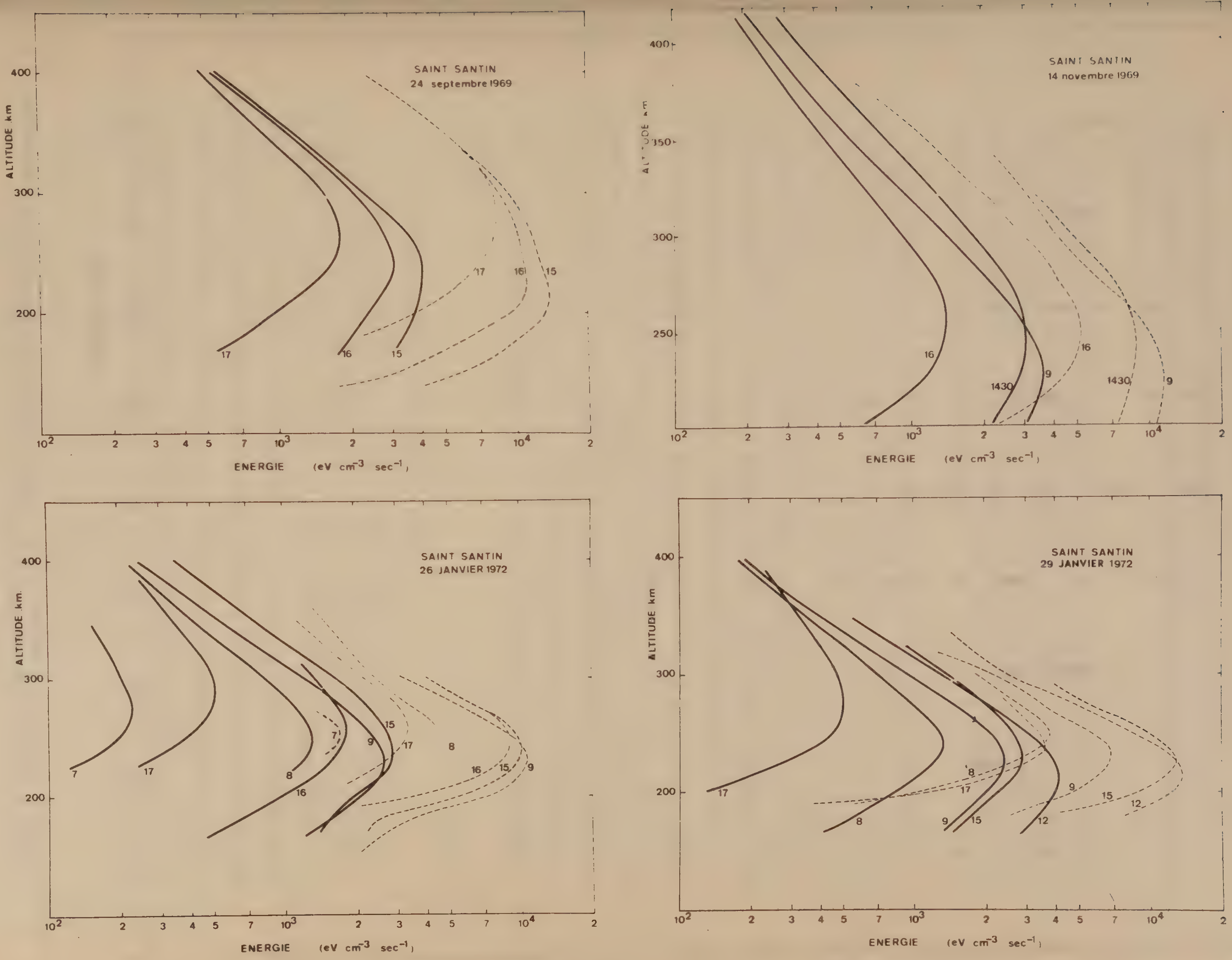


Fig. 4.12, 4.13, 4.14 et 4.15 Profils de Q_m (- - - -) et Q_c (——) pour différentes heures (indiquées en cote)

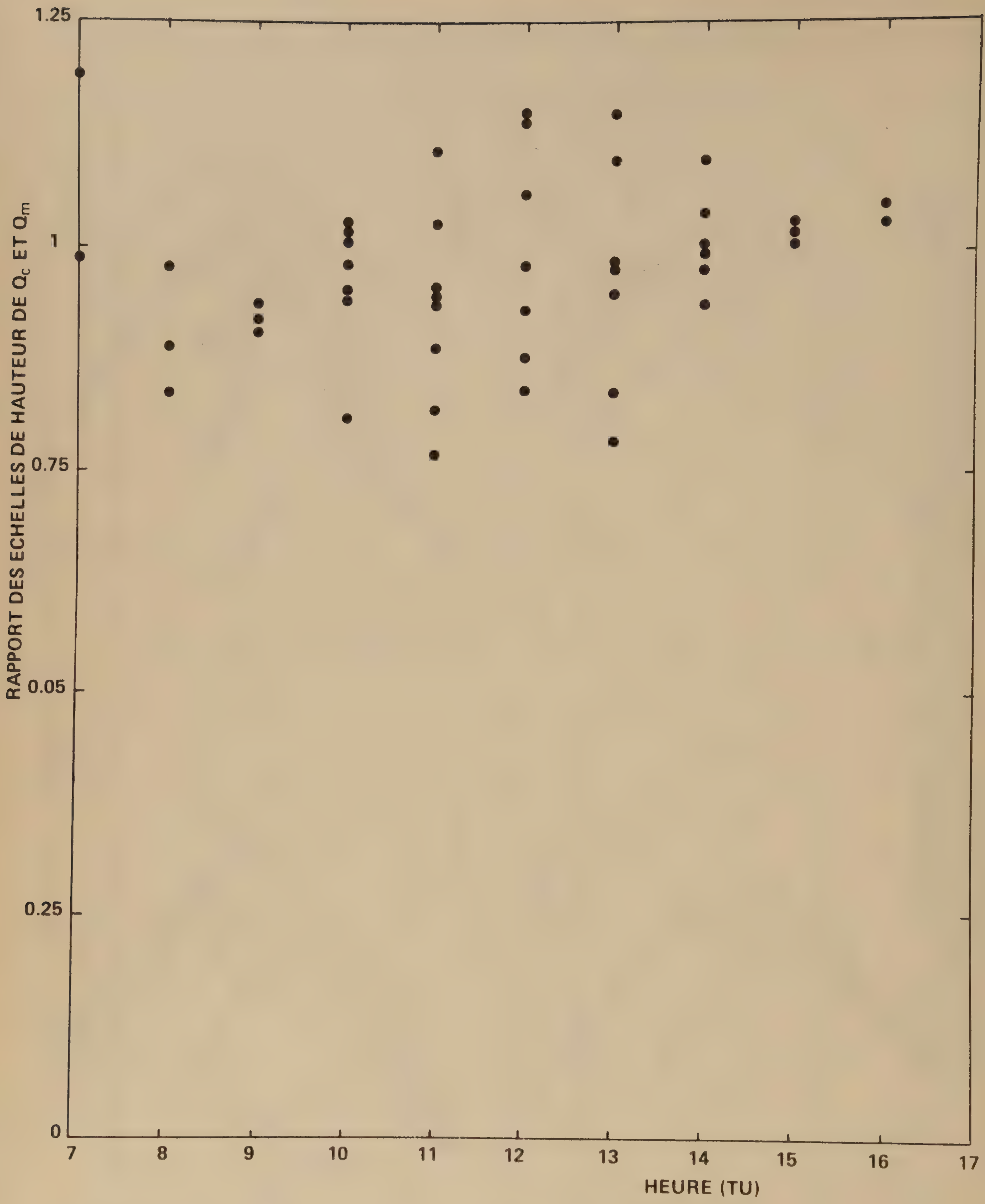


Fig. 4.1 Variation de Q_m et Q_c entre 350 km et 300 km : pour un échantillon de jours d'observation, on a porté en fonction de l'heure de la journée le rapport $[Q_m (300) / Q_m (350)] / [Q_c (300) / Q_c (350)]$

comme n_e n_O. Dans un cas typique, L_O est de l'ordre de L_{ei} à 300 km, et devient négligeable devant L_{ei} à 500 km. Les mesures de n_e, T_e, T_i à très haute altitude (de l'ordre de 500 km) déterminent donc l'échelle de hauteur de Q_m à ces altitudes, le choix de T_∞ n'intervenant que pour l'échelle de hauteur aux environs de 300 km par l'intermédiaire de la variation de n_O et donc de L_O.

A très haute altitude donc, Q_m est déterminé complètement à partir des données du sondeur, et Q_e dépend de la température exosphérique; les variations semblables de ces deux quantités confirment que la température exosphérique déduite des données de T_i (et aussi de T_e et n_e) aux environs de 250-300 km est aussi celle qui est nécessaire pour rendre compte du chauffage aux hautes altitudes.

Si on compare maintenant les échelles de hauteur respectives de Q_c et Q_m entre 300 km et 350 km (figure 4,1), on s'aperçoit que les premières sont en moyenne inférieures de 5% à 10% par rapport aux secondes, ce qui pourrait indiquer que le terme L_O, qui varie le plus rapidement, est sousestimé par rapport aux autres termes dans la détermination de Q_m. Mais une autre explication possible peut être la surestimation des sections efficaces de photoionisation de N_2 : en effet, la figure 2,19 montre que, quand on change les valeurs de sections efficaces, on change aussi les échelles de hauteur de la production ionique. Toutefois, les valeurs de sections efficaces les plus récentes retenues par Stolarski tendent au contraire à augmenter la proportion d'ions N_2^+ produits, donc à diminuer l'échelle de hauteur de la production, et par conséquent de Q_c. Cependant, la précision des mesures ainsi que le caractère encore approché de la théorie du chauffage non loçal ne permettent pas de déduire une conclusion en l'un ou l'autre sens. Nous retiendrons plutôt de la comparaison un excellent accord général sur les variations en fonction de l'altitude au-dessus de 300 km.

b - Altitude du maximum d'apport d'énergie

Quand nous avons étudié au chapitre II, l'influence de la composition ionique sur le profil de Q_m, nous avons pu constater sur le cas du 31 mai 1969 que, pour certains choix du profil de composition, il n'y a pas un mais deux maxima de Q_m, l'un aux environs de 250 km, l'autre en dessous de 200 km. Si dans ce cas, nous choisissons comme altitude du maximum de Q_m (hQ_m) l'altitude du maximum le plus élevé, nous pouvons dire que hQ_m décroît quand le profil de composition monte (c'est-à-dire, quand aux environs de 200 km, la concentration en ions lourds croît). Cet effet est encore visible sur la figure 4,9 (27 août 1969) où nous avons représenté par des cercles le profil de Q_m à 09 h TU obtenu avec le profil de composition n° 1 (représenté sur la figure 3,8), alors que les autres courbes de Q_m sont obtenues avec le profil n° 5 (représenté sur la même figure).

Donc la connaissance du profil de composition ionique est indispensable pour la détermination de hQ_m.

D'autre part, on a montré, dans le chapitre II, que l'altitude du maximum de Q_c (hQ_c) est influencée par les valeurs de densité d'oxygène atomique : si r_0 croît, l'absorption croît et donc l'altitude du maximum de Q_e également.

On a comparé sur les figures 4,16 à 4,18 les valeurs de hQ_c et de hQ_m en fonction de l'heure de la journée pour les 18 jours étudiés en détail. On constate que les courbes sont en général très voisines et de variations semblables en fonction du temps. L'influence d'une densité variable ($r_0 \neq 1$) d'oxygène atomique sur hQ_c est montrée sur la figure 4,16 pour le 27 août 1969. Les valeurs de r_0 sont données dans le tableau 4,2 : ces valeurs ont été déterminées à l'aide de la méthode de régression sur T_i exposée dans la section III.3., méthode qui fournit aussi l'erreur Δr_0 sur le paramètre r_0 en fonction des erreurs sur les points de mesure.

La valeur 2.8 pour r_0 à 10 h TU est manifestement aberrante et donne une valeur hQ_c très élevée. Par contre, pour les autres valeurs de r_0, qui sont raisonnables, on constate que la courbe ($r_0 \neq 1$) est au-dessus de la courbe ($r_0 = 1$) pour r_0 plus grand que 1, et au-dessous pour r_0 plus petit que 1.

On a aussi représenté les variations hQ_m obtenues avec deux profils de composition ionique (profils n° 1 et 5, de la figure 3,9)*. On retrouve bien en moyenne une grande différence d'altitude entre les deux Q_m, le profil le plus élevé correspondant à la composition la plus basse.

La décroissance brutale à 10 h TU dans la courbe à composition basse est due à la très forte valeur de la densité neutre à cette heure : l'importance relative de L_{en} augmente et, puisque L_{en} est maximum plus bas que L_{ei}, on explique l'effet observé.

La grande variabilité de l'altitude du maximum de chauffage en fonction de r_0 ou de la composition ionique peut faire douter de la possibilité de déterminer l'un ou l'autre de ces paramètres; pourtant, dans l'exemple du 27 août 1969, ici étudié, une conclusion est possible : seule une composition «haute» peut donner une courbe de Q_m à un seul maximum (qui, comme nous l'avons vu en II.4., est seule possible d'un point de vue théorique) et dans ce cas, ce maximum se situe obligatoirement en dessous de 180 km. Par conséquent, pour le même jour, seules des valeurs de r_0 proches de 1 pourront donner un maximum de Q_c à ces basses altitudes et on écarte ainsi les grandes valeurs de r_0 déterminées par la régression.

* hQ_m correspondant au profil de composition basse (n° 1) a été calculé pour les valeurs de r_0 différentes de 1.

TABLEAU 4,2

TU	24.4.69		7.5.69		24.6.69		25.6.69		27.8.69		14.11.69	
	r_0	Δr_0	r_0	Δr_0	r_0	Δr_0	r_0	Δr_0	r_0	Δr_0	r_0	Δr_0
7	0.7	0.07	0.9	0.05	0.8							
8	1.1	0.14	1.3	0.09	0.9				1.4	0.17	1.0	0.11
9	2.0	0.40	1.0	0.06	0.7				1.0		1.3	0.16
10	2.0	0.30	1.2	0.10					2.8	0.55	2.1	0.36
11	1.4	0.15	1.1	0.12	1.3	0.08			1.7	0.20	2.1	0.40
12	1.7	0.21			1.6	0.10	1.6	0.40	1.6	0.16	2.1	0.35
13	1.6	0.20			1.1	0.07	1.6	0.33	1.2	0.10	2.9	0.59
14	2.4	0.50			0.8	0.08	1.2	0.16	0.9	0.06	3.2	0.73
15	1.3	0.16	1.5	0.17	0.7	0.07	0.9	0.06	1.2	0.11		
16	1.5	0.15	1.5	0.12	0.6	0.07	1.0	0.12	1.6	0.30		
17	1.6		1.0	0.07			0.8	0.06	1.6	0.27		
18									1.2	0.14		

Coefficient multiplicatif r_0 appliqué à la densité d'oxygène atomique et erreur sur ce coefficient, Δr_0 , déterminés par régression non linéaire sur les profils de température neutre, en fonction de l'heure de la journée, pour quelques jours de 1969.

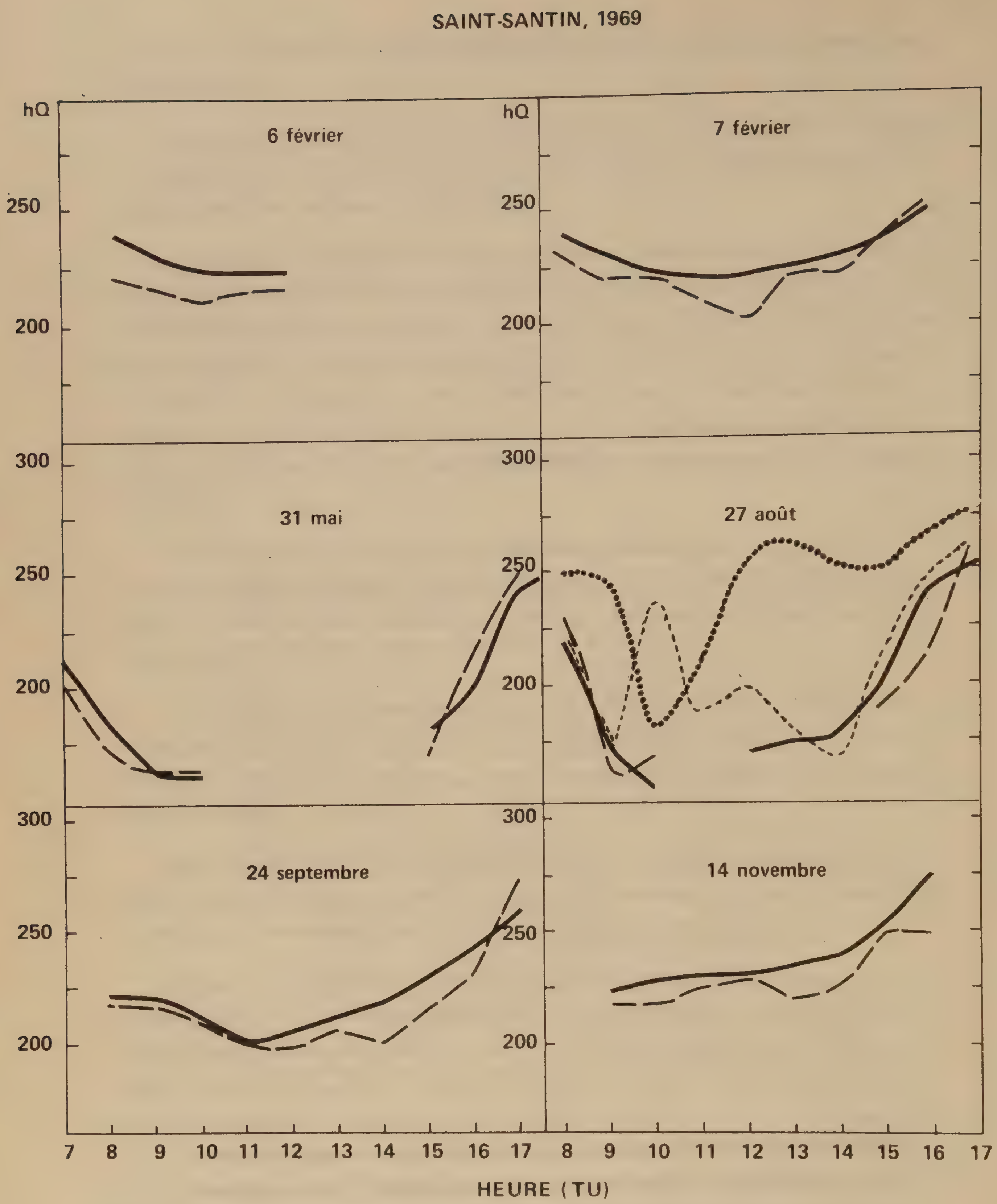


Fig. 4.16 Altitude du maximum de l'apport d'énergie aux électrons calculé Q_c, et mesuré, Q_m, en fonction de l'heure de la journée.
Q_c : —— $r_o = 1$; - - - - - - $r_o \neq 1$ (tableau 4.2)
Q_m : — —
Dans le cas où deux profils de composition ionique ont été essayés :
Q_m : — — composition haute ; ●●●● composition basse

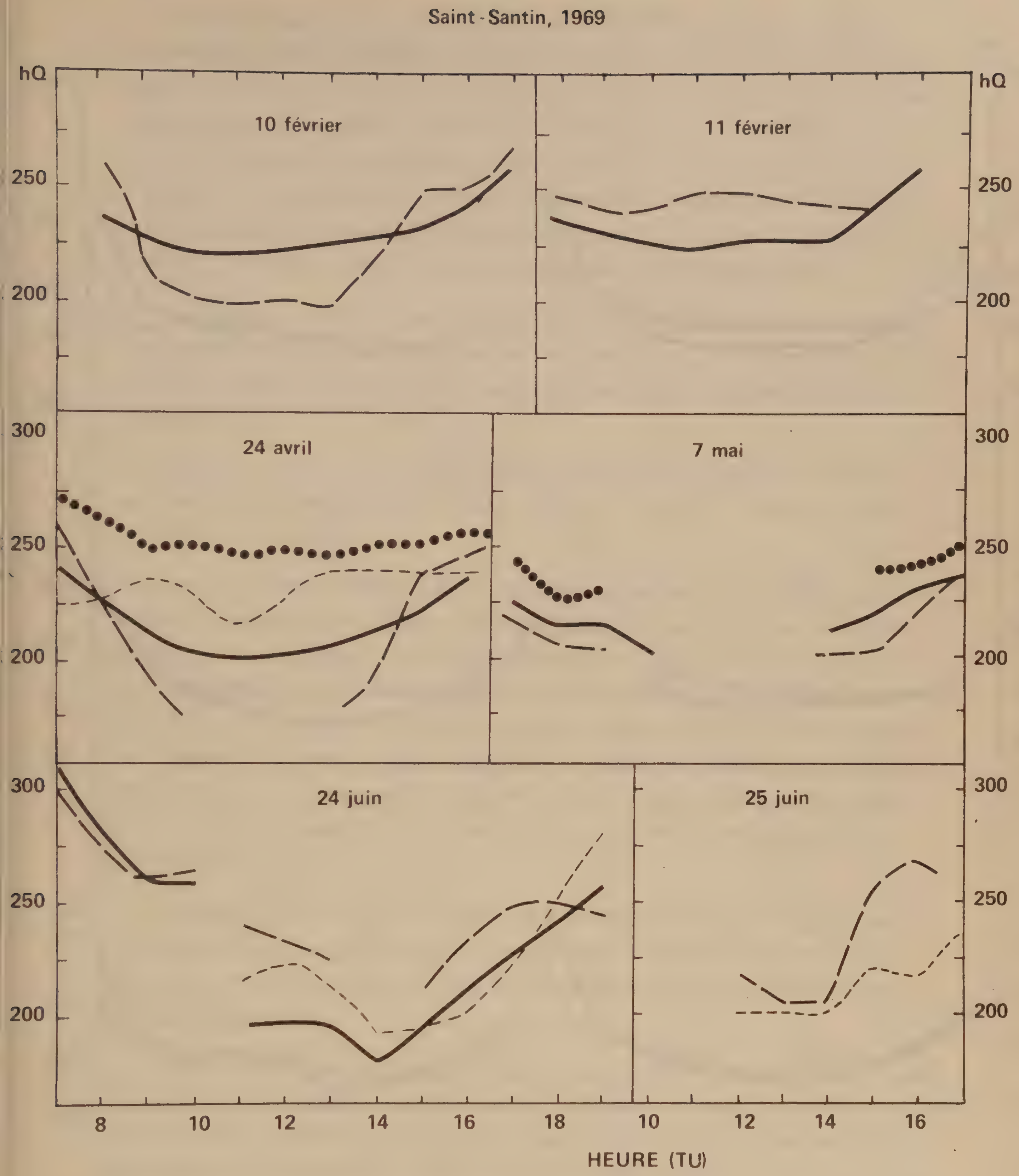


Fig. 4.17 Altitude du maximum de l'apport d'énergie aux électrons calculé Q_c, et mesuré, Q_m, en fonction de l'heure de la journée.

Q_c :—— $r_o = 1$; - - - - - - - - $r_o \neq 1$ (tableau 4.2)

Q_m :— —

Dans le cas où deux profils de composition ionique ont été essayés :

Q_m :— —Composition haute ; •••• composition basse

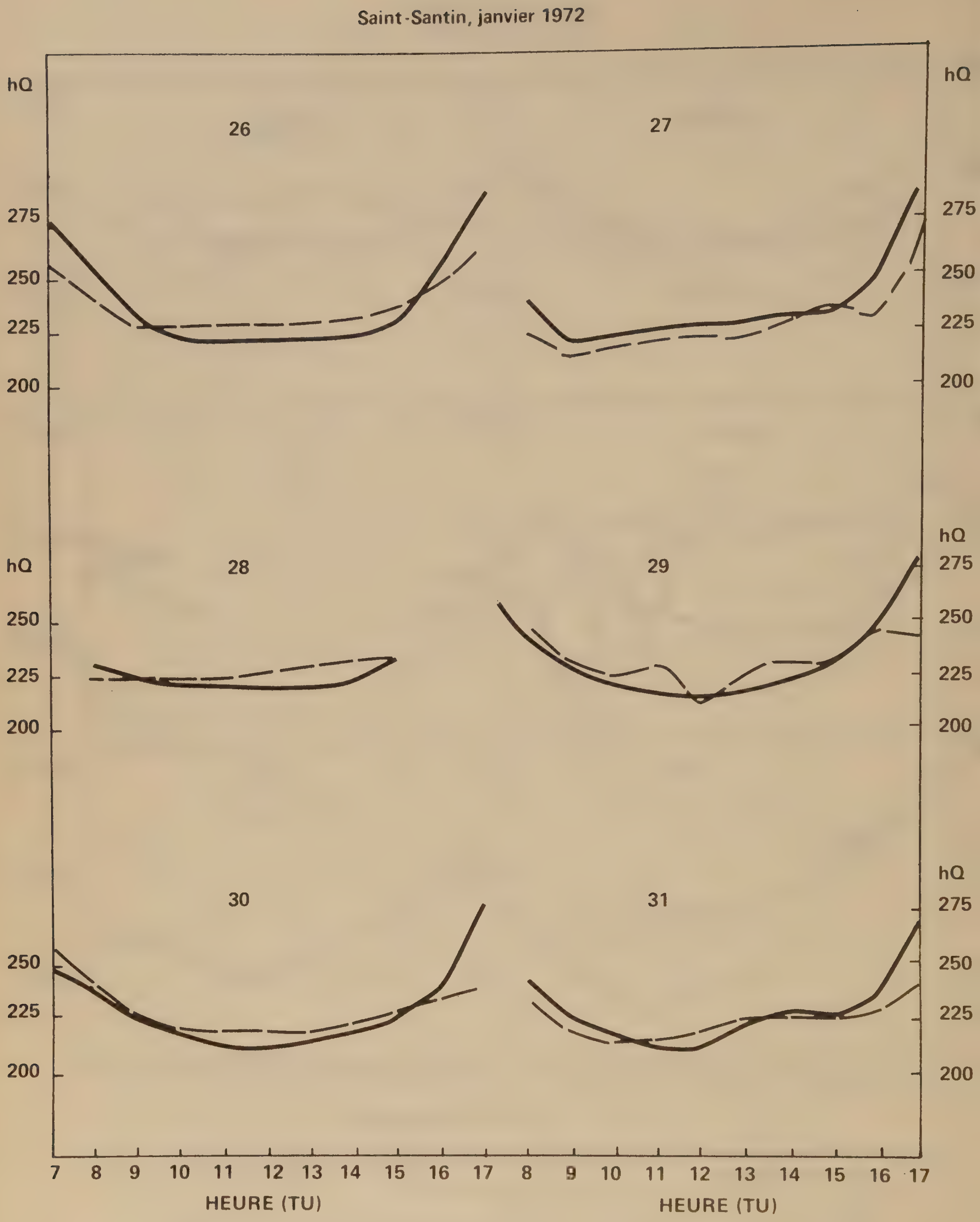


Fig. 4.18 Altitude du maximum de l'apport d'énergie aux électrons thermiques calculé Q_c, et mesuré, Q_m, en fonction de l'heure de la journée : Q_c : ——— ; Q_m : – – – –

Une telle déduction peut être faite pour tous les jours où l'influence du profil de composition ionique est prépondérante dans la détermination du profil de Q_m : ce sont principalement les jours où l'altitude du maximum de la couche F est de l'ordre de 300 km, créant ainsi dans la température électronique un minimum relatif, en milieu de jour, à l'altitude du maximum de densité, mais où le maximum de densité de la couche F est suffisamment faible pour que hQ_m ne soit pas déterminée par l'altitude du maximum de L_{ei}. La première condition assure une grande importance à L_{cond}, donc à la forme du profil de T_e mesuré, qui, nous l'avons vu, dépend beaucoup de la composition.

La deuxième condition entraîne que hQ_m se situe dans la région où la composition ionique est incertaine : donc, encore une fois, une variation de T_e par l'intermédiaire du profil de composition pourra modifier L_{coll} et par conséquent le profil de Q_m autour du maximum.

Ces deux conditions sont remplies pendant l'été, et, plus précisément parmi les jours que nous étudions, pour le 7.05.69, 27.08.69, 24.04.69, 24.06.69 et 31.05.69 en milieu de journée (voir tableau 4,1).

Pour le 11 février 1969, seule la première condition est remplie : on ne peut donc pas modifier le profil de Q_m en faisant varier la composition, car la forme de Q_m est déterminée par L_{ei}. La comparaison de hQ_m et hQ_c (figure 4,17), permet alors de dire que le profil de Q_c étant trop bas, il faut augmenter les neutres pour rapprocher les deux altitudes. Dans la plupart des autres cas, cependant (ceux qui ne satisfont pas la première condition) un changement des densités neutres va influer à la fois, et en sens inverse, sur les altitudes hQ_m et hQ_c : si r_0 croît, L_{en} croît et hQ_m baisse; mais l'absorption croît, et hQ_c monte. Il est donc toujours possible de choisir une valeur de r_0 donnant les mêmes altitudes de maximum pour Q_m et Q_c.

L'exemple du 24 juin 1969, est significatif à cet égard : sur la figure 4,17, on constate que la courbe hQ_m pour la composition haute est encore plus élevée que la courbe de hQ_c pour $r_0 = 1$; il n'est plus possible de faire décroître hQ_m en changeant la composition; il faut donc augmenter r_0.

Pour ce jour, l'augmentation de r_0 influe peu sur hQ_m; par contre, hQ_c varie beaucoup en fonction de r_0 (comme le montre la courbe calculée pour les valeurs du tableau 4,2). Si les valeurs de r_0 déterminées par la régression avant 15 h TU tendent à rapprocher hQ_c de hQ_m, par contre les valeurs de r_0 inférieures à 1 obtenues à 16 h TU et 17 h TU, l'en éloignent et on est en droit de se demander si une détermination de r_0 basée sur l'égalité de hQ_m et hQ_c ne serait pas meilleure.

Les indications qui précèdent, suggèrent donc que, dans tous les cas, il sera possible de déterminer à la fois le profil de composition ionique et la valeur de r_0 qui ajusteront les

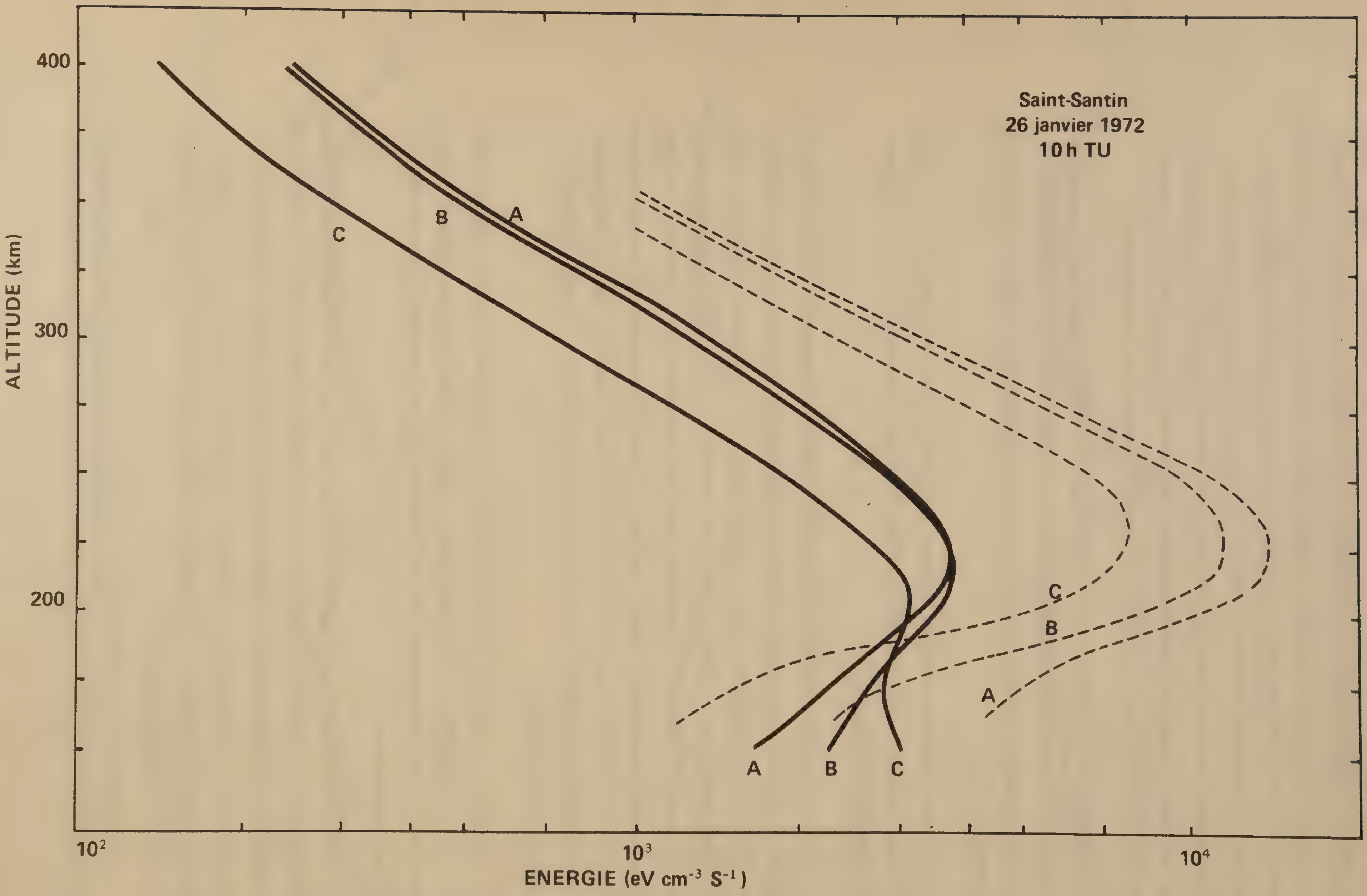


Fig. 4.19 Influence du modèle de neutres sur Q_m (- - - -) et Q_c (——). Les modèles A, B, C sont définis en III.3.b.

altitudes des maxima de Q_m et Q_c.

Sur la figure 4,18, on constate que les variations de hQ_m et de hQ_c sont remarquablement semblables, et donc seules quelques légères modifications de la densité neutre seront nécessaires pour un ajustement parfait. Dans certains cas, un tel ajustement nécessitera des changements importants de composition ionique et de densité neutre, comme par exemple le 24 juin 1969, mais nous avons toujours constaté que l'ajustement se faisait pour des valeurs raisonnables de ces paramètres : les valeurs de composition ionique requises sont toujours en bon accord statistique avec les valeurs mesurées directement à partir du spectre de diffusion incohérente, et les valeurs de r_0 ne prennent jamais des valeurs supérieures à 2, contrairement aux valeurs du tableau 4,2.

Jusqu'à présent, nous n'avons pas envisagé des variations possibles des densités de N_2 et 0_2 et leur influence sur l'altitude du maximum ; sur la figure 4,19, pour le 26 janvier 1972 à 10 h TU, on peut constater que l'influence est négligeable, ce qui justifie l'analyse qui précède (les densités A, B, C sont données à la section III.3.b.).

Nous n'avons pas du tout développé ni appliqué à une étude géophysique la méthode esquissée ici; nous voulions simplement en démontrer la possibilité. L'application fera l'objet d'études ultérieures.

c - Forme des profils en dessous de 200 km

Dans la plupart des comparaisons présentées, on constate que Q_m décroît plus rapidement que Q_c aux altitudes inférieures aux maximum de production. C'est vrai en milieu de jour en dessous de 200 km pour le 11 février 1969 (figure 4,4), ou pour le 24 septembre 1969 (figures 4,11 et 4,12), mais c'est aussi vrai à des altitudes plus élevées pour des angles zénithaux élevés (supérieurs à 75°), par exemple le 7 février 1969 à 16 h TU (figure 4,3) ou à 18 h TU le 27 août 1969 (figure 4,10). On peut penser à plusieurs explications de ce phénomène.

α) Surestimation de Q_c à basse altitude

Il faut toujours envisager la possibilité d'erreurs dans la détermination de Q_c, qui serait surestimé aux basses altitudes.

Il est difficile de penser que les sections efficaces d'absorption sont sousestimées, car les valeurs retenues sont les plus fortes parues jusqu'à présent dans la littérature.

Mais la méthode de calcul de Q_c doit être mise en question dans les cas où la densité électronique est faible et la densité neutre très élevée, ce qui a lieu aux basses altitudes, et pourrait expliquer la surestimation de Q_c aux basses altitudes en milieu de jour.

On a vu dans le chapitre II que le photoélectron qui arrivait à une énergie inférieure à 2 eV était censé céder toute son énergie restante aux électrons thermiques. Cela n'est en fait vrai qu'aux altitudes où le taux d'ionisation est important (vers 300 km et au-dessus). En dessous de 200 km, on doit prendre en considération les processus de vibration et rotation de 0_2 et N_2, ainsi que la réaction de structure fine de 0. Le calcul détaillé de ces processus est fait dans l'appendice A4, pour le cas du 24 septembre 1969 à 10 h TU (figure 4.11). On a représenté l'allure de Q_c quand on tient compte des divers processus. On voit que cette courbe de Q_c corrigée se rapproche davantage de Q_m, sans toutefois que l'amélioration soit considérable.

Une correction du même ordre doit être appliquée à tous les profils de Q_c en dessous de 200 km, correction d'autant plus importante que n_e est plus faible et n_O plus élevé. Cependant, le processus dominant est l'excitation de vibrations de N_2, et il faudrait pour bien faire tenir compte des variations saisonnières de n_{N_2} pour calculer cette correction.

On doit noter aussi que l'application de cette correction aux cas du 31 mai 1969 et du 27 août 1969, en milieu de journée, va poser d'autres problèmes. En effet, pour ces jours de densité électronique très faible, on a vu que le maximum de Q_m se situait à très basse altitude (< 180 km) une fois que l'on avait effectué le changement de composition adéquat (pour faire disparaître le maximum relatif aux environs de 250 km, nous avons remonté la composition en ions lourds). La position du maximum de Q_c coïncidait alors à peu près avec ce maximum de Q_m à basse altitude, compte tenu du fait que les 2 ensembles de courbes avaient un maximum très plat en milieu de jour. Si nous appliquons la correction précédente (plus importante à cause de la faible valeur de n_e) à Q_c en dessous de 200 km, le maximum va se détacher aux environs de 175 km, c'est-à-dire au dessus du maximum de Q_m qui se trouve aux environs de 150-160 km.

Mais les incertitudes sur les densités neutres et sur la composition ionique jouent ici très fortement sur la valeur et la position du maximum de Q_m : prenons par exemple, le cas du 27 août 1969 à 10 h TU.

A 200 km, L_{ei} ne représente que 6% de Q_m, et $T_e - T_i$ est de 850° ; à 150 km, L_{ei} n'est plus que 1% de Q_m, et $T_e - T_i$ est de 200°. Or le maximum de Q_m se situe aux environs de 170 km. On comprend qu'une très légère différence sur $T_e - T_i$ (obtenue en changeant très peu le profil de composition ionique), ou une très légère inexactitude dans la forme de la section efficace de structure fine de 0 en fonction de $T_e - T_n$ puisse influer grandement le profil de Q_m.

Dans la suite, nous aurons à revenir sur ces cas de très faible densité électronique, et nous nous souviendrons qu'il faut manier les résultats correspondants avec prudence.

β) Indétermination de la composition ionique

A 170 km, l'écart moyen entre T_e et T_i est de l'ordre de 400° en milieu de jour; le 27 août 1969 à 18 h TU, c'est à 200 km qu'on retrouve cet écart de 400°. On comprend donc qu'une très faible différence de composition ionique puisse entraîner une importante variation de $T_e - T_i$, ou, ce qui revient au même à ces altitudes $T_e - T_n$. Il faut donc peut-être modifier le profil de composition ionique aux basses altitudes pour les jours où Q_m décroît trop vite à basse altitude en milieu de jour, de même que nous avons modifié ce profil pour les cas où les altitudes des maxima d'apport d'énergie, hQ_m et hQ_c, étaient différents.

Quand l'angle zénithal est élevé, d'autre part, Waldteufel (1970) a montré que le profil de composition monte : cette augmentation de la composition en ions lourds aux environs de 225-200 km va donc tendre à accroître Q_m à ces altitudes.

γ) Incertitude sur les densités des particules neutres

Pour le cas du 11 février 1969, nous notions dans le paragraphe précédent b., que le rapprochement de hQ_m et hQ_c nécessitait un accroissement de n_O. Par la même occasion, cela rapprochera les variations de Q_m et Q_c aux basses altitudes, diminuant la variation de Q_m à cause de la plus grande importance de L_{en}, et augmentant la variation de Q_c à cause de la plus grande absorption.

D'une manière plus générale, on peut se demander si des variations de n_{O_2} et n_{N_2} ne peuvent pas influer sur la forme de Q_m et Q_c à basse altitude, rendant difficile toute conclusion sur ce problème. Sur la figure 4.19, on a étudié l'influence sur Q_m et Q_c de telles variations. On constate que, pour ce jour du 26 janvier 1972 à 10 h TU, c'est l'ensemble A des densités les plus élevées qui donne le meilleur accord entre Q_m et Q_c. Il semble donc difficile d'envisager des densités de O_2 et N_2 encore plus élevées.

En conclusion, nous pouvons dire que le désaccord constaté entre les formes de Q_m et Q_c en dessous de 200 km, ne peut pas s'expliquer par la petite erreur systématique faite dans le calcul de Q_c en négligeant les pertes sur les neutres des PE de très basse énergie, ni par un mauvais choix de densités de N_2 et 0_2. Dans certains cas, l'augmentation de la densité n_O pourra réduire la différence, mais la plupart du temps, c'est vers la composition ionique qu'il faut se tourner pour une explication vraisemblable.

d - Variation en fonction de l'heure de la journée

Sur la plupart des exemples représentés sur les figures 4.2 à 4.15, on constate que les positions relatives des profils de Q_m et Q_c en fonction de l'heure de la journée sont simi-

laires. Sur la figure 4,13, par exemple, les courbes représentant Q_m et Q_c pour 9 h TU et 14 h 30 TU se croisent à la même altitude. De même, sur la figure 4,14, on voit que la courbe de Q calculée pour 9 h TU croise les courbes de Q pour 15 h TU et 16 h TU, bien que les positions relatives soient un peu plus éloignées. Dans certains cas, cependant, des différences appréciables subsistent : la figure 4,7, montre des profils de Q_m à 17 h TU et 18 h TU sortant nettement de l'allure générale des profils de Q_c; de même sur la figure 4,15, où Q_m à 8 h TU et 17 h TU sont très proches, alors que les Q_c sont très différents au-dessous de 250 km. La raison de ce comportement anormal pour les 31 mai 1969 et 29 janvier 1972, est la faible densité électronique observée : le terme de pertes par conduction, L_{cond}, est alors relativement important, pouvant même représenter jusqu'à 50% de Q_m pour le 29 janvier 1972. Or, nous avons vu que ce terme est obtenu avec une très mauvaise précision puisqu'il dépend de la dérivée seconde de T_e; et d'autre part, l'indétermination de la densité neutre se fait davantage sentir pour ces jours de faible densité électronique.

Pour aller un peu plus avant dans la comparaison des variations en fonction du temps, nous nous sommes intéressés plus spécialement aux variations de Q_m et Q_c à une altitude fixe, choisie égale à 300 km pour les raisons suivantes :

– nous avons maintes fois noté l'importance du choix de la composition ionique en dessous de 250 km. A 300 km, nous sommes par contre dans une région où il n'y a que des ions 0^+,

– le maximum de Q_e se situe au dessous de 300 km la plupart du temps,

– la densité électronique a une valeur suffisamment forte à 300 km pour que la précision sur les mesures soit excellente,

– l'influence du terme de pertes par conduction est encore faible à cette altitude,

– le terme Q_m est souvent dominé par L_{ei}, quantité la mieux connue, malgré l'incertitude sur la normalisation de n_e mesurée par le sondeur.

Les figures 4,20, 4,21 et 4,22, représentent les variations en fonction de l'heure de la journée de Q_m et Q_c à 300 km pour les mêmes jours que ceux étudiés sur les figures 4,16 à 4,18, pour ce qui est de l'altitude du maximum de Q_e. Pour comparer commodément les variations de Q_m et Q_c en fonction de l'heure, nous avons aussi porté sur les figures le rapport Q_m/Q_c à 300 km.

On constate que pour la plupart des jours représentés les variations de Q_m et Q_c sont très semblables : c'est, en particulier, le cas pour les 6.2.69, 31.5.69, 24.9.69, 14.11.69, 26.1.72, 28.1.72, 31.01.72.
Dans d'autres cas, on note des variations rapides de Q_m qui ne se retrouvent pas sur Q_c, comme le 11 février 1969 à 12 h TU, le 27 janvier 1972 à 10 h TU, le 29 janvier 1972 à

12 h TU, le 30 janvier 1972 à 13 h TU, ou le 31 janvier 1972 à 10 h TU : quand ces sautes se produisent aux environs de midi, on peut envisager pour les expliquer une sousestimation de la densité électronique : en effet, le soleil passe alors dans le lobe de l'antenne de réception à Nançay et cela entraîne une brusque augmentation du bruit; or le signal est normalisé sur la valeur du bruit, supposée constante : une surestimation du bruit au moment du passage du soleil au méridien entraîne donc une sousestimation de la densité électronique; quand les sautes ont lieu à d'autres heures, il faudrait comparer les variations de densité électronique à celles fournies par les sondeurs classiques : cela pose plus généralement le problème de la normalisation des mesures de densité du sondeur à diffusion, comme nous l'avons vu dans la section III.2.

Pour ce qui est des variations moins rapides, on constate assez souvent que, en fin de journée, le rapport Q_m/Q_c croît par rapport à la valeur du milieu de jour : par exemple, le 7 février 1969, le 24 avril 1969, le 7 mai 1969, le 27 janvier 1972. Pour tous ces jours cités, la densité électronique croît entre le matin et l'après-midi. Inversement, le 24 juin 1969 où n_e décroît entre 12 et 15 h TU, Q_m/Q_c décroît aussi très légèrement. Par conséquent, on doit dire que Q_m/Q_c est encore très légèrement corrélé avec n_e, ce qui implique soit que Q_m varie trop avec n_e, soit que Q_c n'en dépend pas assez. Une autre raison possible à cet état de fait peut être due à l'hypothèse suivant laquelle les densités neutres à 90 km restent constantes tout au long de la journée. Sur la figure 4,20, on voit qu'une variation de r_0 entraîne une variation importante de l'allure et de la valeur de Q_m, Q_c et Q_m/Q_c. Pour le 27 août 1969 et le 14 novembre 1969, on a porté les courbes correspondant aux valeurs de r_0 données dans le tableau 4,2. On voit pour le 14 novembre 1969, qu'une valeur d'oxygène atomique 2 fois plus élevée ($r_0 = 2.1$ de 10 h TU à 12 h TU) entraîne un accroissement de Q_c plus grand que celui de Q_m, et par suite une diminution importante de Q_m/Q_c, qui passe de 3 à 2. Pour le 27 août 1969, la valeur aberrante de r_0 à 10 h TU ($r_0 = 2.8$) entraîne une perturbation inadmissible de Q_m et Q_c, les autres valeurs de r_0, de l'ordre de 1, changeant seulement l'allure de variation de Q_m et Q_c sans changer la valeur moyenne de leur rapport.

Le 7 février 1969, la densité électronique à 300 km est telle que L_{ei} représente 75% de la valeur de Q_m. Par conséquent, une augmentation de n_O de 50% entraîne une augmentation de Q_m de 12.5% et, d'après la loi établie dans la section II (équation n° 50), une augmentation de Q_c de 29%, soit une diminution de Q_m/Q_c de 16.5% : ainsi, à 14 h TU, une augmentation de 50% de n_O ferait passer Q_m/Q_c de 3.2 à 2.7 et l'augmentation de Q_m/Q_c en fin de jour disparaîtrait. Mais on peut aussi envisager une variation du flux XUV entre le matin et l'après-midi, causant ainsi une augmentation de Q_m par rapport à Q_c, cette dernière valeur étant calculée pour un flux constant.

Nous reviendrons dans la suite sur l'importance de la bonne connaissance de la densité

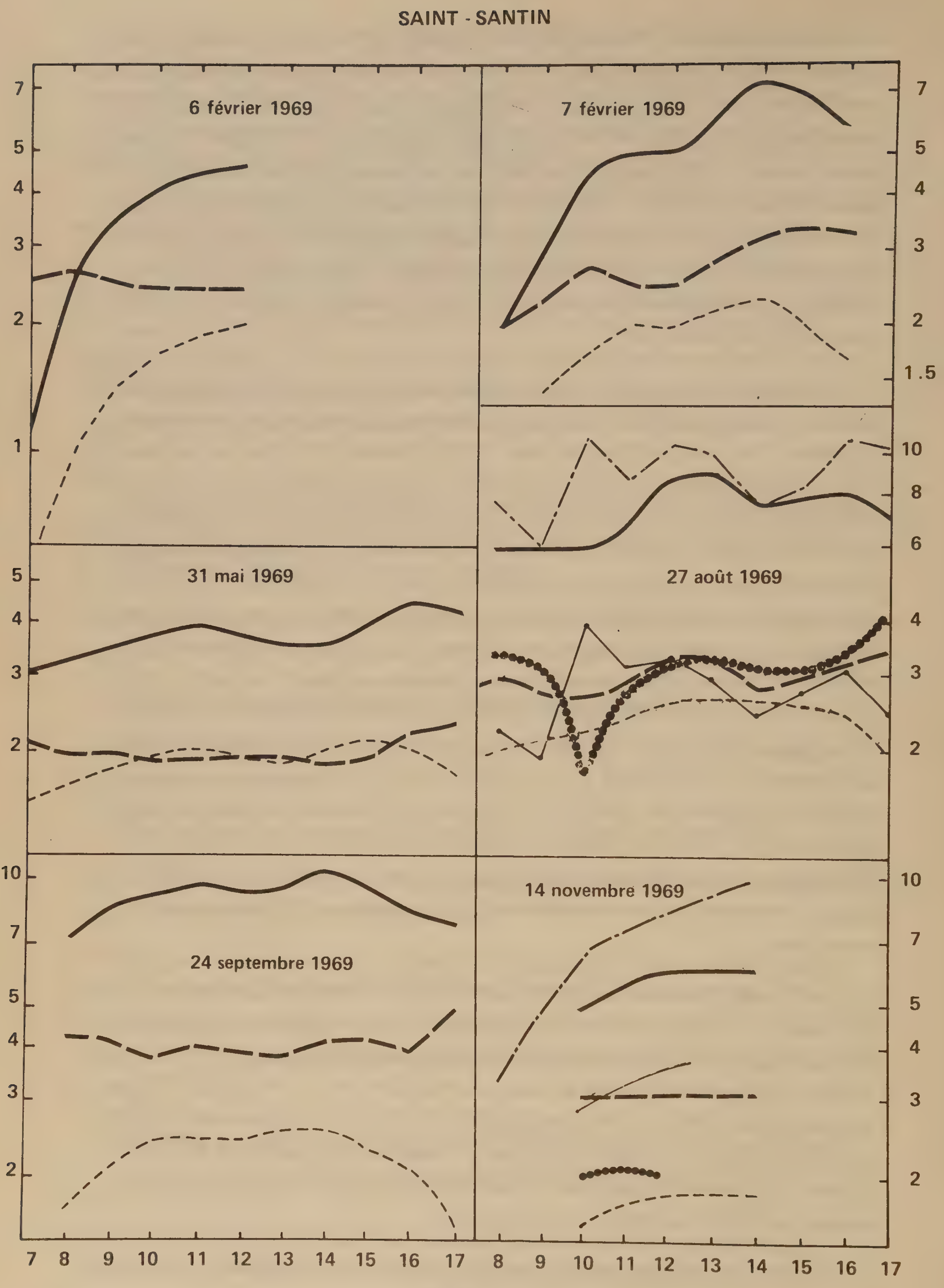
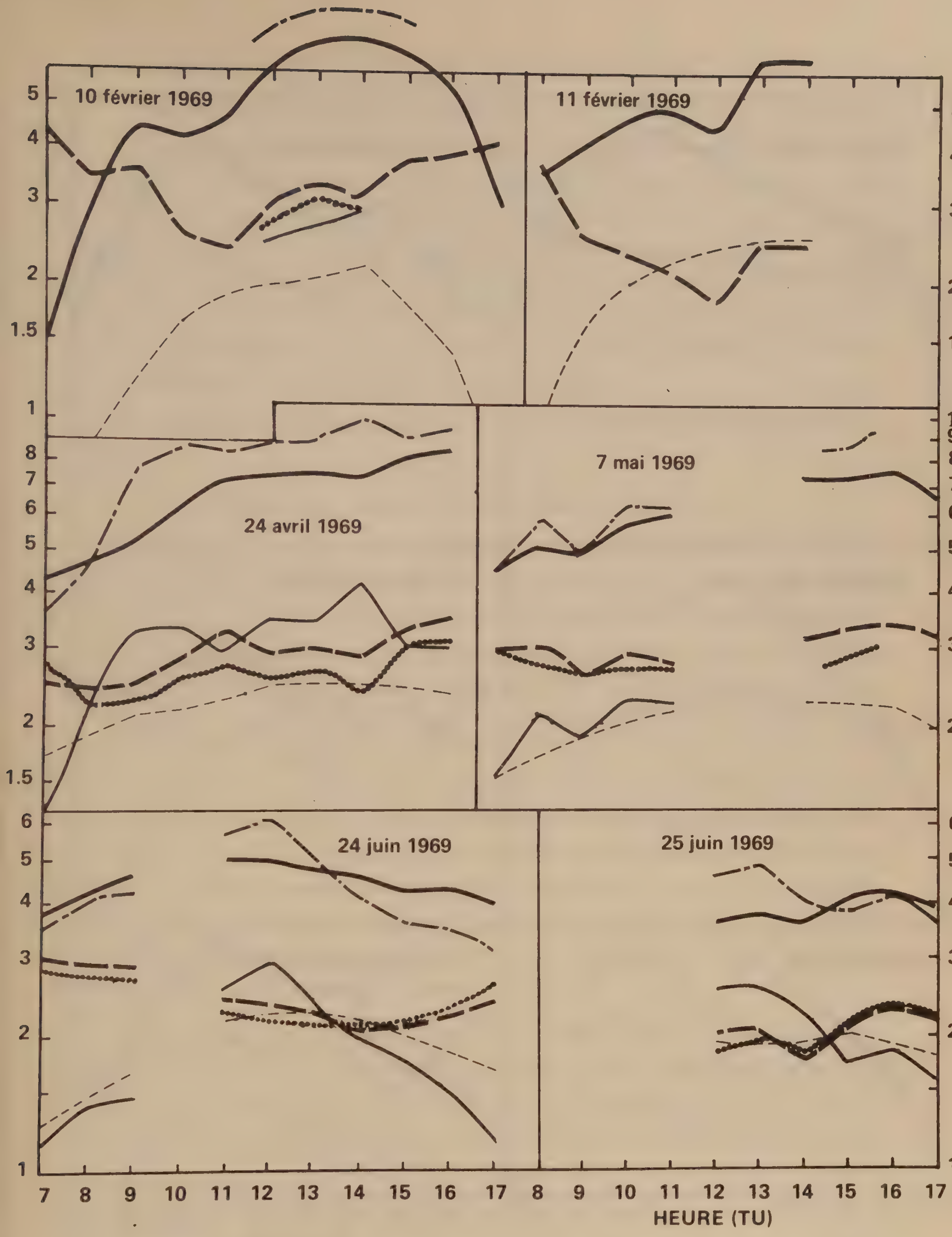


Fig. 4.20 (même légende que Fig. 4.21)



4.21 Comparaison des variations en fonction du temps de Q_m (300 km) et Q_c (300 km) en unités 10^3 eV cm^{-3} s^{-1}.

	Q_m (300 km)	Q_c (300 km)	Q_m (300 km) / Q_c (300 km)
$r_o = 1$	▬▬▬▬	- - - - - - - - -	— — —
$r_o \neq 1$	· · · · · · · · · ·	————	●●●●●●●●●
(Tableau 4.2)			

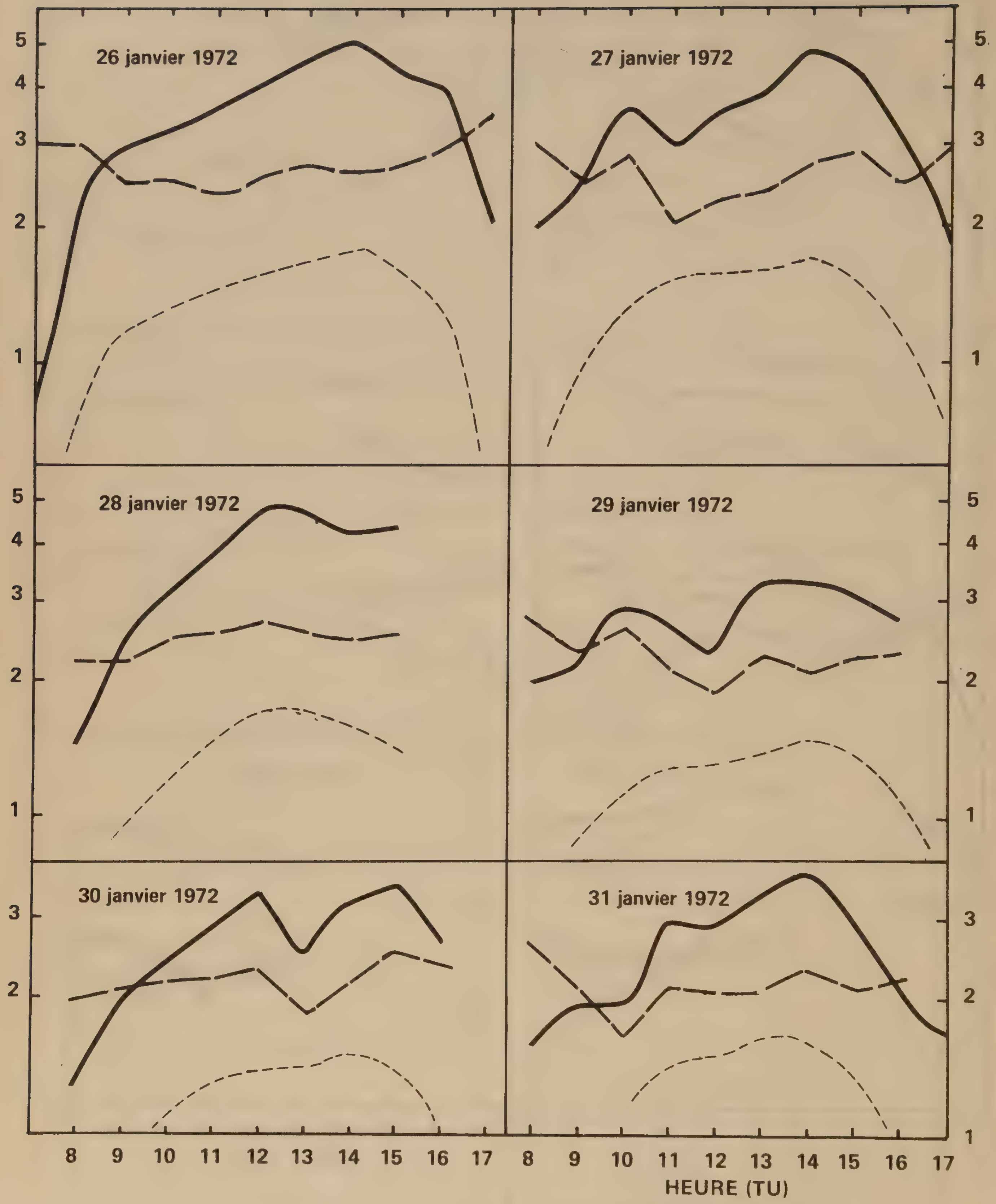


Fig. 4,22 (même légende que Fig. 4,21)

neutre pour l'interprétation des résultats en termes de flux solaires.

Nous pouvons cependant,en conclusion, insister sur le fait que, malgré de faibles variations au cours de la journée du rapport Q_m/Q_c qui, comme nous venons de la voir, peuvent mettre en jeu des incertitudes sur la densité neutre, il est presque toujours possible de déterminer pour un jour donné une valeur de ce rapport, que nous noterons R, qui caractérise ce jour du point de vue de la production solaire, sous réserve que la densité neutre soit connue avec une précision suffisante. Plus la valeur de R sera grande, plus le flux solaire incident au sommet de l'atmosphère sera intense : l'étude des valeurs de R pour une cinquantaine de jours d'observation va être présentée dans la section suivante, et nous allons voir qu'il y a une corrélation raisonnable avec les indices de flux solaire.

IV.2. Etude des coefficients de normalisation Q_m/Q_c pour les différents jours de mesure

a - Interprétation et discussion des valeurs élevées de Q_m/Q_c

Nous avons vu dans la section précédente qu'au cours d'une même journée le rapport Q_m/Q_c à 300 km avait une valeur approximativement constante, notée R. Mais nous ne nous sommes pas encore intéressés à la valeur de ce rapport : or, nous pouvons constater que pour les jours présentés sur les figures 4,20 à 4,22, ce rapport R varie de 2 le 31 mai 1969 ou le 25 juin 1969 à 4 pour le 24 septembre 1969, avec une valeur moyenne de l'ordre de 3. La valeur élevée de ce rapport pose déjà un problème si on admet que les valeurs de flux XUV incident (Hinteregger, 1965) utilisées pour le calcul de la création de PE sont réellement représentatives du flux en période de faible activité solaire, comme c'était le cas au moment des mesures. Mais elle est encore plus surprenante si on adopte les conclusions d'Hinteregger (1970) comme quoi les valeurs utilisées sont très supérieures à la réalité, comme le prouvent des mesures effectuées en période d'activité solaire moyenne ($F_{10.7}$ = 144) et qui donnent des résultats plus faibles d'un facteur 0.65 en moyenne par rapport aux précédentes; ceci est illustré par la figure 2,18, qui donne la production ionique obtenue avec les deux distributions de flux incident.

Dans une étude précédente, Lejeune et Petit (1969), en utilisant les valeurs de production de PE données par Tohmatsu et al (1965) donnaient des facteurs de normalisation entre Q_m et Q_c compris entre 2.5 et 3 pour trois jours d'observation en 1967; une étude parallèle menée à partir des résultats de densité électronique par Vasseur et Waldteufel (1968) conduisait à des facteurs de normalisation variant entre 1.33 et 4 pour les mêmes jours, et, pour la première fois, les auteurs attribuèrent ce facteur à une sousestimation du flux solaire.

Auparavant, Petit (1968), ne connaissant pas l'existence du processus l'excitation des niveaux de structure fine de l'oxygène atomique, a déterminé des coefficients de normalisation de l'ordre de 1, pour des jours de faible activité solaire. L'application pour ces jours

de la formule (58) que nous établissons à la fin de cette section donne des valeurs de R de l'ordre de 2. Le rapport 2 entre les deux déterminations de R est compatible avec le résultat présenté sur la figure 3,4, où nous montrons qu'à 300 km les pertes de structure fine représentent environ 50% des pertes totales. Cet exemple montre la nécessité d'une bonne connaissance des processus collisionnels pour la détermination de R.

Depuis, une étude tout à fait analogue à partir des résultats d'Arécibo a été faite par Swartz (1972) et Swartz et Nisbet (1973), concluant à la nécessité de doubler les valeurs de flux solaire XUV, pour interpréter aussi bien les mesures de température électronique que les mesures de densité électronique *.

Roble et Dickinson (1972) arrivent à la même conclusion, pour rendre compte du chauffage des électrons et de l'atmosphère neutre; ces auteurs remarquent cependant que, pour ce qui est de la température neutre, le désaccord pourrait être réduit par la prise en considération du chauffage par les marées atmosphériques.

Schunk et Walker (1970), dans une étude des concentrations de H et H^+ à partir des mesures de Millstone Hill, doivent multiplier par 2 les valeurs de productions de 0^+ couramment admises, mais remarquent qu'un tel résultat s'obtient aussi bien par un accroissement des densités d'oxygène atomique que par un accroissement du flux solaire.

Enfin, Schialom (1973), à partir d'une étude de la chimie des ions dans la région F1, conclut aussi à la nécessité de multiplier par un facteur 2 les intensités solaires.

Il nous faut de notre côté passer en revue les possibilités d'explication des valeurs élevées du coefficient de normalisation, avant de les attribuer à une sousestimation des intensités du flux solaire.

- Sousestimation des sections efficaces de photoionisation de l'oxygène atomique

Il est difficile de retenir cette hypothèse pour deux raisons :
– Les sections efficaces utilisées, σ_1 (cf II.4.d) sont environ deux fois plus grandes que les sections efficaces σ_2 récemment publiées (Stolarski et Johnson, 1972); il est donc peu probable que les valeurs réelles soient encore plus élevées que σ_1.
– Un accroissement important des sections efficaces de photoionisation irait de pair avec un accroissement aussi important des sections efficaces de photoabsorption, ce qui élèverait beaucoup l'altitude du maximum de Q_C, détruisant le bon accord constaté entre hQ_m et hQ_C en IV.1.

* En ce qui concerne la densité électronique, il faut prendre ces conclusions avec prudence, car les vents n'ont pas été pris en compte dans l'équation de continuité de l'ionisation.

- Surestimation des sections efficaces de collision photoélectrons - oxygène atomique

Nous pensons en particulier au processus d'excitation de la raie de résonance de l'oxygène atomique, pour lequel nous avons pris une section efficace (Stone et Zipf, 1971) dix fois plus grande que les valeurs couramment admises auparavant. Si nous revenions aux anciennes valeurs, Qc serait accru d'environ 30% à 300 km et par conséquent R serait divisé par 1,3, pour une densité électronique moyenne. Mais R serait d'autant plus diminué que la densité électronique serait plus faible, ce qui n'irait pas dans le sens d'une diminution de la corrélation de R avec n_e.

- Surestimation de la section efficace de collison électrons-ions

La théorie qui conduit à L_{ei} est suffisamment étayée pour que l'on puisse sérieusement la mettre en doute; nous remarquerons seulement qu'une section efficace plus faible irait dans le sens non seulement d'une diminution de R, mais aussi d'une diminution de la corrélation de R avec n_e. De plus l'accord entre les profils de Q_m et Q_c en serait amélioré : dans les cas d'été où la couche F est élevée, nous avons remarqué une tendance à l'apparition d'un maximum secondaire de Q_m vers 250 km malgré le choix de profils de composition haute. La diminution de L_{ei} diminuerait cette tendance. Enfin, la décroissance trop rapide de Q_m en dessous du maximum serait réduite par le fait que Q_m serait diminué à l'endroit du maximum mais inchangé à basse altitude.

- Surestimation des sections efficaces de collision électrons-oxygène atomique

Nous avons vu au chapitre III (figure 3,4) que la valeur de Q_m à 300 km est divisée par 2, dans un cas typique, quand la réaction d'excitation des niveaux de structure fine de 0 n'est pas prise en compte. R pourrait donc être notamment réduit si la section efficace de cette collision était très surestimée. Mais la figure 3,4 montre qu'alors la décroissance de Q_m aux basses altitudes serait encore plus rapide. Pour compenser cela, il faudrait au contraire augmenter les sections efficaces de collisions des électrons thermiques sur 0_2 et N_2.

- Sousestimation des valeurs moyennes de densité d'oxygène atomique

R serait en effet surestimé si n_O était sousestimé, comme on a vu en IV.1. Mais pour que des variations notables de R soient obtenues, il faut des variations très importantes de n_O; or la valeur moyenne de n_O à 300 km est bien mesurée par freinage de satellites, et on ne peut envisager une erreur importante.

Il est difficile de prévoir l'effet sur R de toutes ces causes de surestimation réunies. Il semble cependant que si les sections efficaces étaient modifiées de telle manière que R soit réduit de plus d'un facteur 2, l'accord général constaté en IV.1 entre les formes des profils de Q_m et Q_c ne pourrait subsister. Et même si R devait être divisé par 2, les valeurs

de R seraient encore comprises entre 1 et 2, quand nous utilisons le flux solaire SI (cf II.4.d). Si nous utilisons le flux SII qui, comme nous l'avons rappelé au début de ce paragraphe, conduit à des productions plus faibles de 35% en moyenne, les valeurs de R seraient alors comprises entre 1.5 et 3, avec pour valeur moyenne 2.25.

En conclusion, nous pouvons dire que les mesures de flux solaire SII (Hintereger , 1970) doivent être multipliées par un facteur au moins égal à 2.25, compte tenu d'erreurs éventuelles sur les sections efficaces, si du moins le chauffage des électrons thermiques observé à Saint-Santin est attribué comme nous l'avons fait aux seuls photoélectrons créés par le rayonnement solaire XUV. Si les valeurs actuellement admises de sections efficaces ne sont pas révisées dans l'avenir, ce facteur multiplicatif peut être encore plus élevé, de l'ordre de 3.

Cependant, quoi qu'il en soit de cette valeur du coefficient multiplicatif, les variations relatives de R autour de la valeur moyenne resteront inchangées.

Ce sont les variations de R que nous allons maintenant étudier.

b - Variation de Q_m/Q_c avec l'activité solaire

Nous nous proposons de montrer que les valeurs de R obtenues pour chaque jour de mesures sont réellement représentatives de l'intensité du flux solaire XUV : pour cela, nous allons comparer les variations des coefficients de normalisation R aux variations des indices qui caractérisent habituellement l'activité solaire.

Les jours pour lesquels nous avons déterminé le rapport R sont indiqués dans le tableau 4,3. Ils sont affectés d'un numéro qui nous servira à caractériser ces jours sur les figures.

Parmi ces cinquante jours figurent évidemment les jours étudiés en détail en IV.1 ; les autres jours ont été choisis de façon à couvrir régulièrement les divers intensités d'activité solaire; pour ces jours, le rapport R a été déterminé de façon approchée, utilisant pour Q_c la formule (50) et pour Q_m les valeurs obtenues comme il a été dit en III.2.b.

TABLEAU 4,3

Numéro	Jour	Numéro	Jour
1	6.2.69	26	26.11.69
2	7.2.69	27	9.12.69
3	8.2.69	28	10.1.67
4	9.2.69	29	31.3.67
5	10.2.69	30	23.5.67
6	11.2.69	31	1.8.67
7	12.2.69	32	30.11.67
8	1.4.69	33	17.1.68
9	24.4.69	34	1.2.68
10	7.5.69	35	28.8.68
11	31.5.69	36	20.1.70
12	24.6.69	37	12.5.70
13	25.6.69	38	10.6.70
14	16.7.69	39	27.6.70
15	29.7.69	40	7.7.70
16	12.8.69	41	8.7.70
17	27.8.69	42	4.8.70
18	9.9.69	43	5.8.70
19	10.9.69	44	16.9.70
20	11.9.69	45	26.1.72
21	24.9.69	46	27.1.72
22	8.10.69	47	28.1.72
23	22.10.69	48	29.1.72
24	13.11.69	49	30.1.72
25	14.11.69	50	31.1.72

Numéros attribués aux différents jours d'observation étudiés.

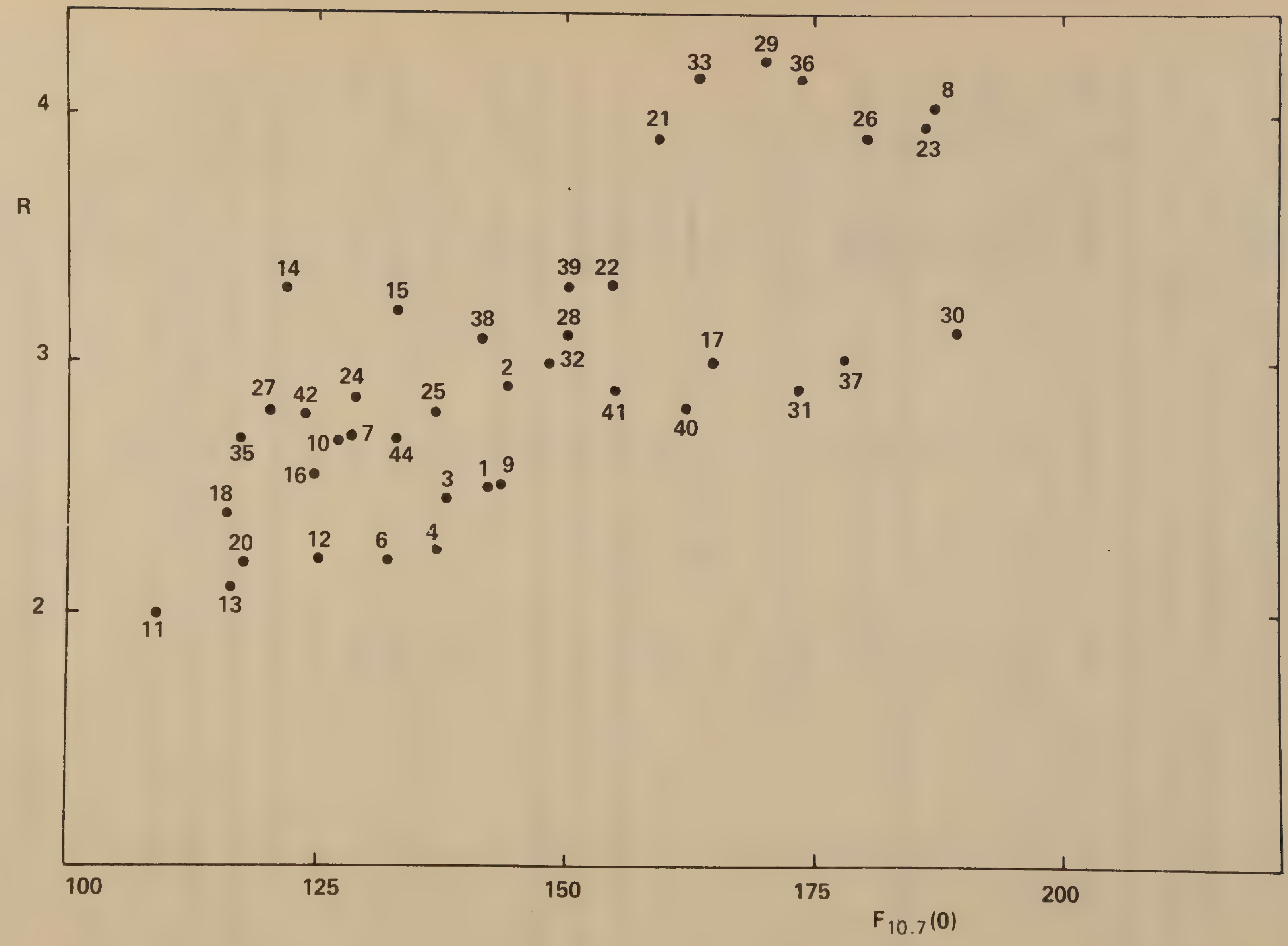


Fig. 4.23 Coefficients de normalisation R en fonction de l'indice à 10.7 cm du flux solaire pour les jours de mesure dont les numéros sont indiqués

Chaque valeur de R ainsi mesurée est entachée d'une erreur difficile à préciser. La première source d'erreur vient de l'indétermination de n_e : si exceptionnellement des erreurs ± 10% sur n_e n'ont pas été détectées, cela entraîne une erreur sur R de l'ordre de ± 10 à ± 20%; la seconde source d'erreur est due à l'indétermination de r_0, si nous n'avons pas levé cette indétermination par la méthode d'ajustement des altitudes des maxima de Q_m et Q_c : l'erreur moyenne résultante sur R ne devrait pas dépasser ± 10%. Nous prendrons comme erreur totale moyenne sur R la valeur ± 20%.

Il est habituel de caractériser le flux solaire XUV par un indice facilement mesurable, le flux dans le domaine radioélectrique à 10.7 cm. Si la corrélation entre le flux 10.7 et le flux XUV était parfaite, nous devrions pour appuyer nos conclusions trouver une bonne corrélation entre R et le flux à 10.7 cm. Sur la figure 4,23, nous avons porté les valeurs de R en fonction du flux à 10.7 cm pour le jour d'observation. On constate que R croît en moyenne avec le flux, mais la dispersion est très importante, même si on tient compte des erreurs importantes sur R.

On peut alors se demander si cette corrélation de R avec l'indice ne cache pas un autre phénomène plus directement influent; en particulier, nous avons noté dans la section IV.1. que les variations de Q_m/Q_c en fonction de l'heure de la journée pouvaient être légèrement corrélées avec la densité électronique : il est donc indiqué de vérifier si, pour tous les jours étudiés, le rapport R n'est pas davantage corrélé avec la valeur moyenne de n_e à 300 km pour chaque jour. Sur la figure 4,24, nous constatons, en effet, une tendance générale d'augmentation de R en fonction de n_e à 300 km, bien que, pour le 11 février 1969, une très forte valeur de densité ne donne qu'une faible valeur de R. Mais on ne peut pas dire que toutes les variations de R sont expliquées par les variations de n_e. Pour des jours tels que le 10 janvier 1967 ou, comme nous l'avons dit, le 11 février 1969, il reste un effet de flux solaire très important. De plus, comme le montre la figure 4,25, la densité électronique à 300 km est elle-même légèrement corrélée avec l'indice du flux, surtout aux faibles valeurs de l'indice (inférieures à 150) et quand on exclut bien évidemment les jours exceptionnels déjà cités, les 10 janvier 1967 et 11 février 1969.

Il est donc très difficile de faire la part des diverses influences. On pourrait seulement admettre que l'effet de densité électronique a été sousestimé dans le calcul de Q_c et que par conséquent, R doit être multiplié par un facteur légèrement décroissant avec n_e, ce qui aurait pour effet de réduire légèrement l'amplitude totale de variation de R; mais il n'est pas sûr qu'on améliorerait de beaucoup la corrélation avec l'indice de flux et en tout cas une telle correction serait hautement arbitraire.

Nous pensons plutôt que la mauvaise corrélation observée sur la figure 4,23 est due au fait que, d'une part, la valeur de R est parfois erronée à cause d'un mauvais choix de la densité d'oxygène atomique, et d'autre part, l'indice du flux solaire à 10.7 cm n'est pas

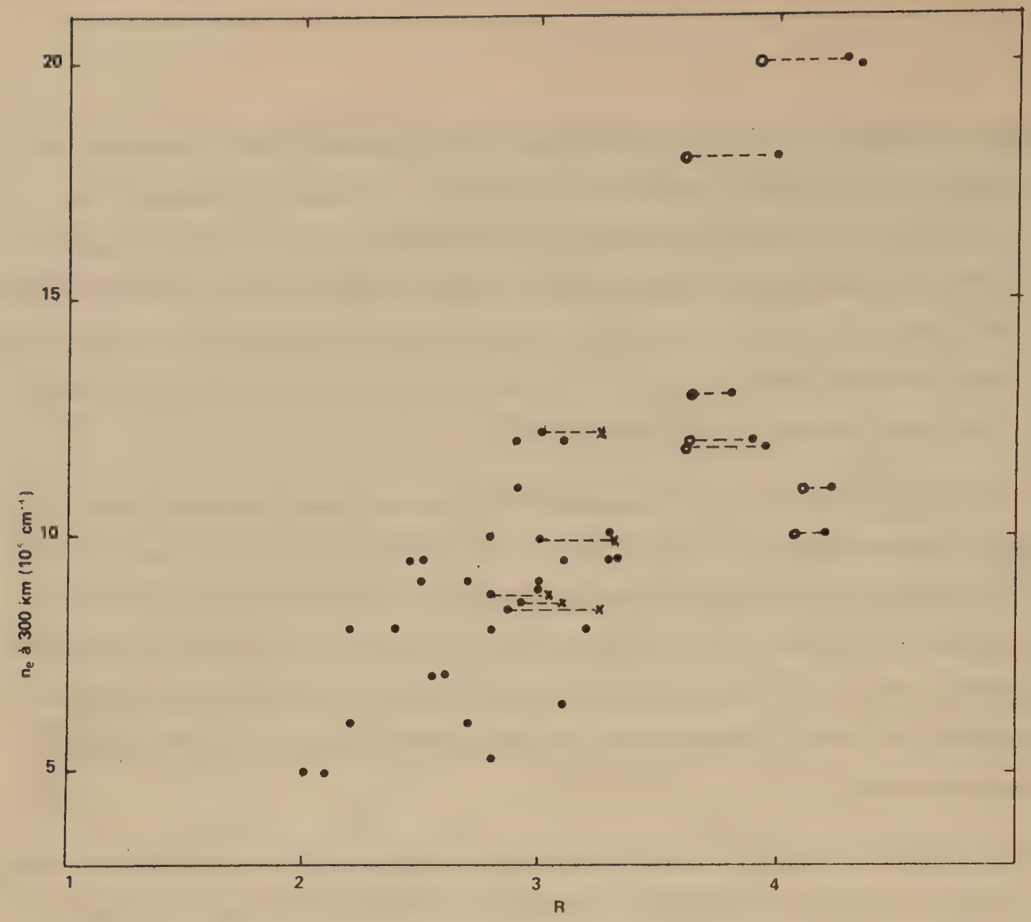


Fig. 4.24 Coefficients de normalisation R en fonction de la valeur moyenne de n_e à 300 km en milieu de jour. Les o et les x sont définis dans la légende de la figure 4.26

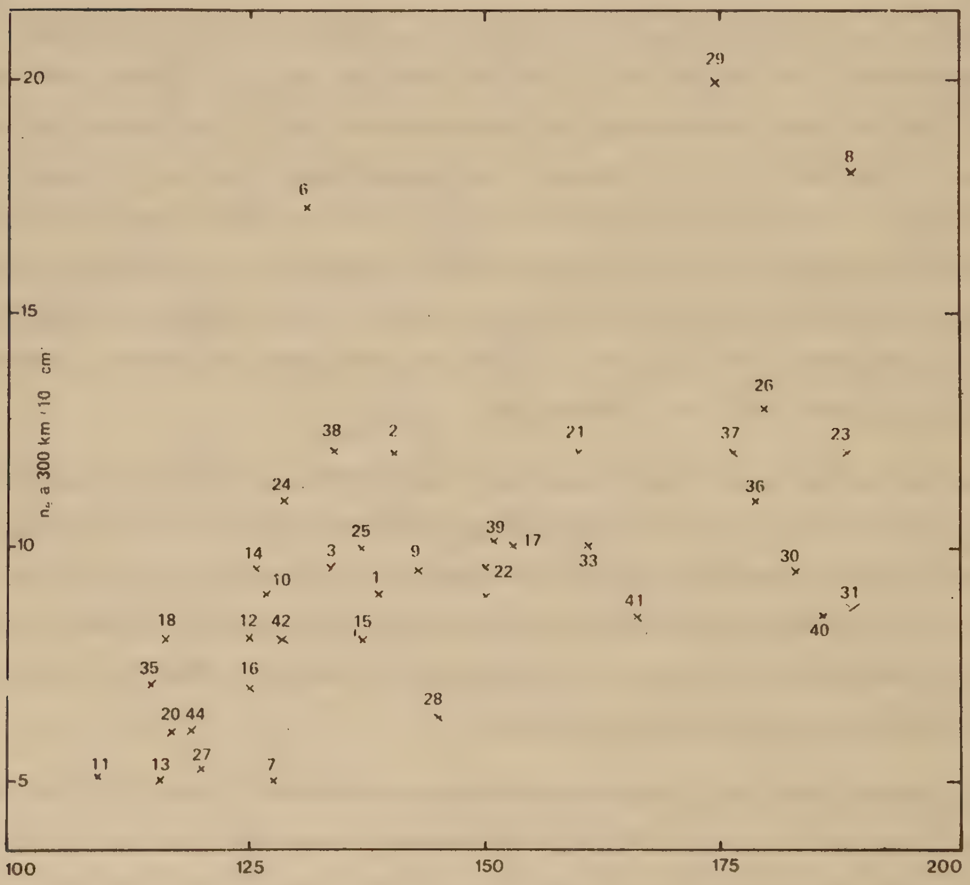
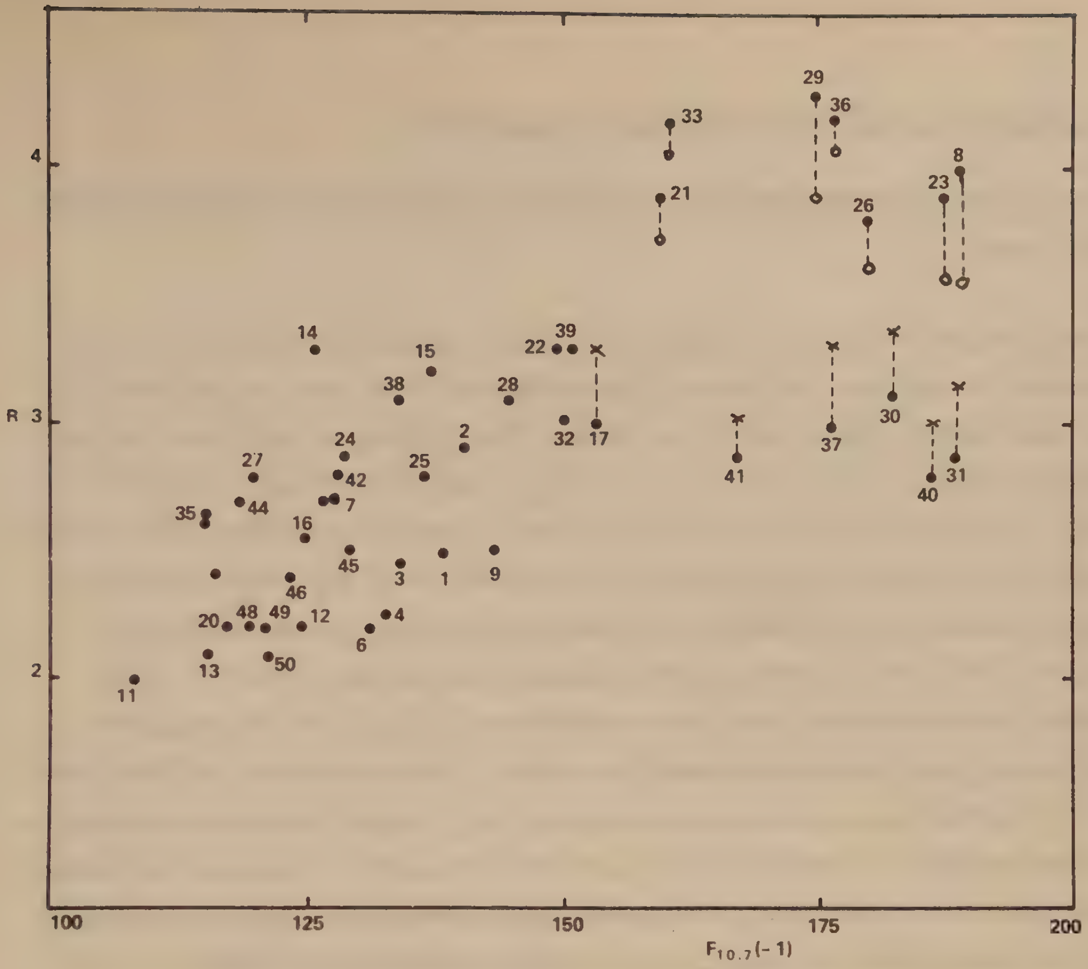


Fig. 4.25 Valeur moyenne de n_e à 300 km en milieu de jour en fonction de l'indice à 10.7 cm du flux solaire de la veille. On caractérise les jours de mesure par leurs numéros.



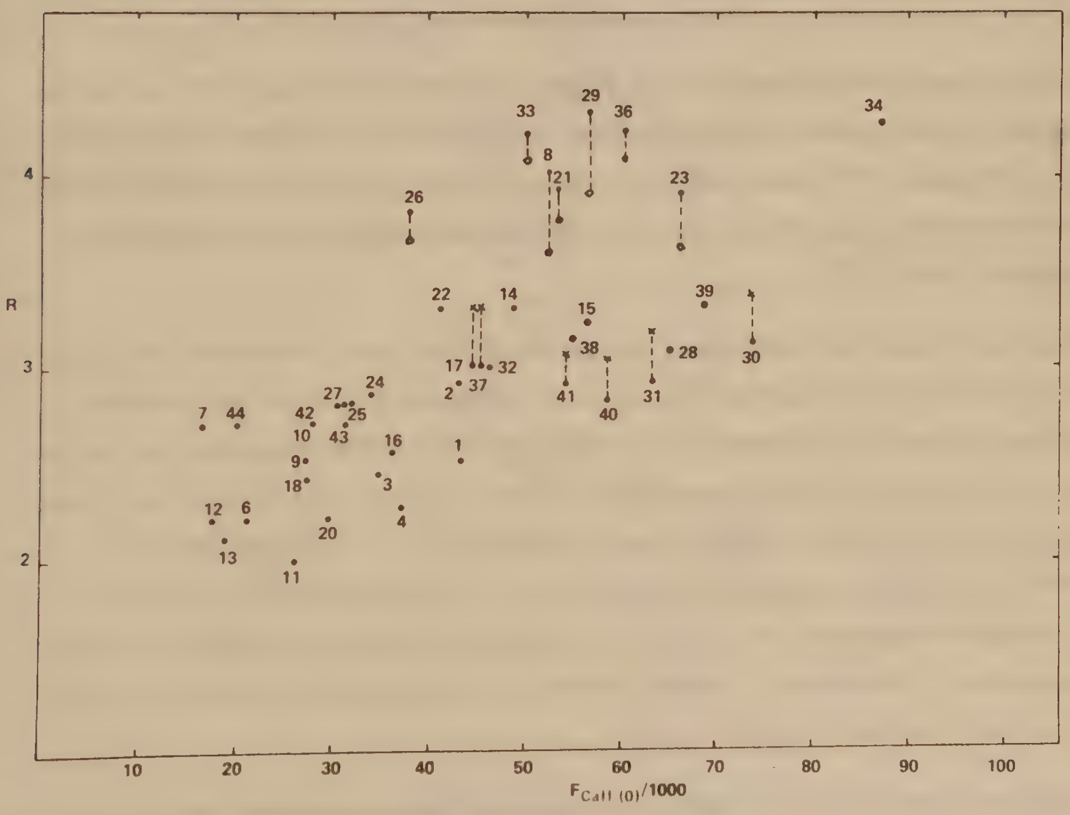


Fig. 4,26 et 4,27

Pour les jours dont le numéro est indiqué en cote, coefficient de normalisation R en fonction de l'indice à 10.7 cm du flux solaire de la veille ou de l'indice de brillance des plages de Calcium pour le jour de mesure.
● : $r_o = 1$; o : $r_o = 1.4$ (hiver) ; x : $r_o = 0.7$ (été)

bien représentatif de l'intensité du flux dans le domaine XUV.

Nous allons maintenant améliorer la corrélation en nous penchant successivement sur ces deux causes.

- Nous pouvons constater sur la figure 4,23 que, pour des valeurs de flux à 10.7 cm supérieures à 150, les jours pour lesquels R est supérieur à la moyenne sont des jours d'hiver, alors que les jours pour lesquels R est inférieur à la moyenne sont des jours d'été; pour la plupart de ces jours, nous avons pris $r_0 = 1$, n'ayant pas effectué l'étude détaillée des profils de Q_e; ce faisant, nous avons introduit une erreur systématique en négligeant la variation saisonnière de la densité d'oxygène atomique. Waldteufel (1970) trouvait une variation saisonnière d'une amplitude de l'ordre de 3, le maximum ayant lieu en hiver. Depuis lors, Alcaydé et al (1973) ont montré que cette variation ne devrait pas dépasser 50%. Pour schématiser ce comportement, nous avons représenté sur la figure 4,24 les valeurs de R obtenues avec r_0 plus faible en été et plus fort en hiver, le rapport hiver-été ayant été choisi égal à 2. On constate que la prise en considération de cette variation saisonnière regroupe les points correspondant aux fortes activités solaires. Pour ce qui est des faibles activités solaires une telle correction est inefficace et nous avons essayé de voir ce que devient la corrélation si au lieu de choisir l'indice du jour $F_{10.7}$ (0) nous prenons l'indice de la veille $F_{10.7}$ (−1), cela pour tenir compte d'un éventuel retard entre l'émission des ondes radio et l'émission XUV active pour la production des PE. C'est cet indice de la veille qui est utilisé dans la figure 4,26, et on ne constate pas d'amélioration sensible par rapport à 4,23.

- Plusieurs auteurs (Prag et Morse, 1970; Swartz et Nisbet, 1971; Prag, 1971) ont récemment proposé d'utiliser comme indicateur du flux XUV l'indice de Calcium, dans le visible, et Swartz et Overbeek (1971) ont calculé les valeurs de cet indice obtenu à partir des intensités et des surfaces des plages de calcium observées quotidiennement sur le disque solaire pour les années 1958 à 1971.

Depuis lors, l'indice est publié dans Solar et Geophysical Data. Nous avons donc essayé de porter les valeurs de R en fonction de cet indice. La figure 4,27 montre que, pour les indices du jour de mesure, on obtient une corrélation un peu meilleure, surtout si on utilise les valeurs de n_O corrigées de l'effet saisonnier. Les jours suivants se placent bien sur la courbe moyenne alors qu'ils étaient éloignés quand on utilisait $F_{10.7}$: 16 juillet 1969 et le 12 mai 1970. En contrepartie, seuls les 12 février 1969, 26 novembre 1969 et 10 janvier 1967, s'en éloignent légèrement. De plus, le 1er février 1968, pour lequel l'indice à 10.7 cm est extrêment élevé (260) et donc l'éloigne de la droite de régression, a un indice de calcium de 86500, ce qui le met sur la courbe moyenne.

Si maintenant on porte R en fonction de l'indice de Calcium de la veille, F_{caII} (−1),

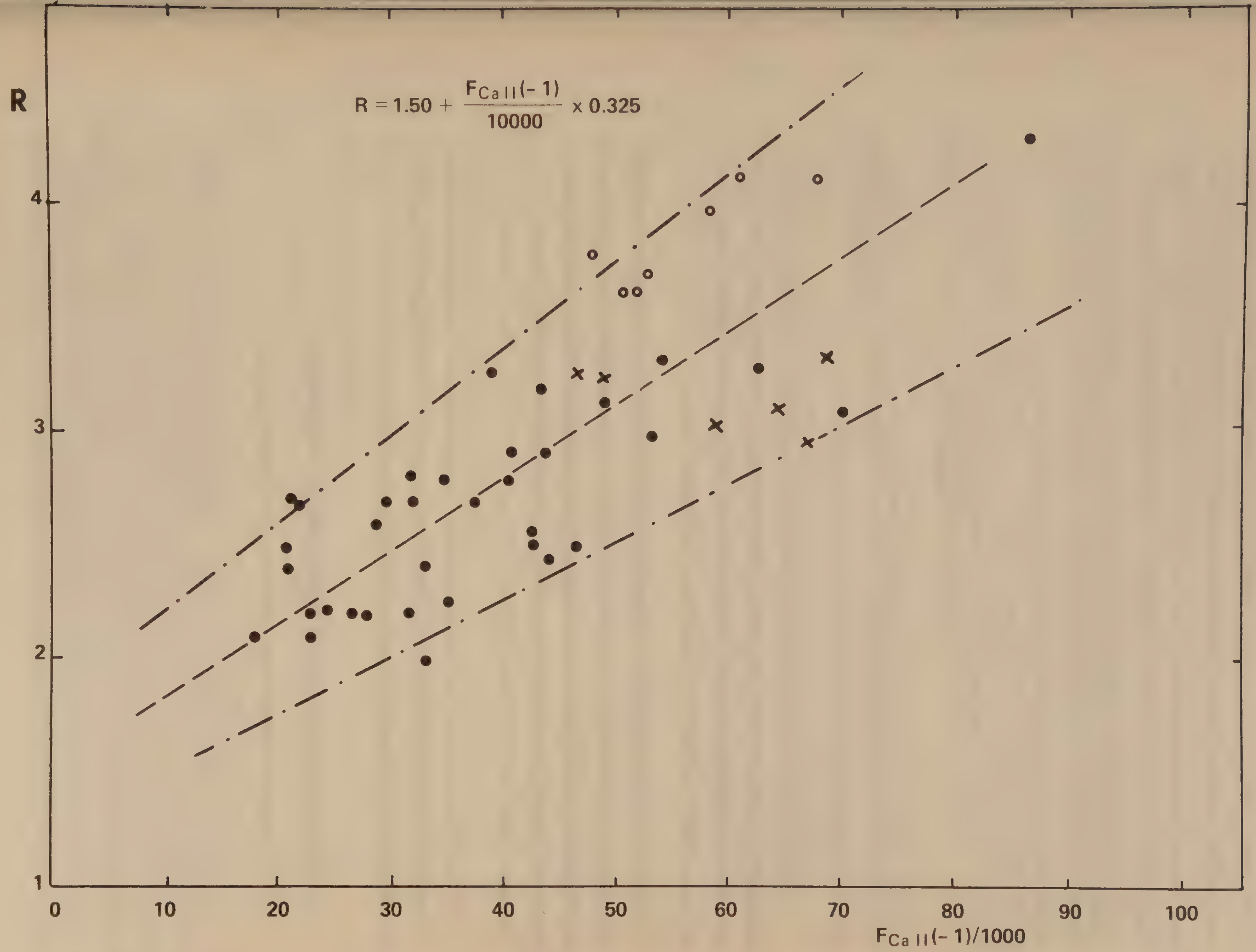


Fig. 4.28 Coefficient de normalisation R, corrigé de l'effet de variation saisonnière de l'oxygène atomique (● : $r_O = 1$; o : hiver, $r_O = 1.4$; x : été, $r_O = 0.7$), en fonction de l'indice de calcium de la veille. Courbe moyenne (- - - - -) d'équation indiquée sur la figure et courbes extrêmes (- . - . - . -) correspondant à une erreur sur R de ± 20 %.

on obtient la figure 4,28, où l'on peut peut-être constater une amélioration de la corrélation par rapport à l'indice du jour F_{caII} (0) : les 12 février 1969, 22 octobre 1969 et 26 novembre 1969, sont maintenant davantage dans la moyenne. Cependant, la différence entre les deux indices n'est pas telle qu'elle impose le choix de l'indice de la veille : il faudrait vérifier cela sur un beaucoup plus grand nombre de jours que les cinquante réunis ici. Nous pourrons seulement dire en conclusion que la corrélation de R avec les indices de calcium est assez bonne, meilleure que la corrélation avec $F_{10.7}$, mais à condition qu'on tienne compte des variations d'oxygène atomique entre l'été et l'hiver. Si on utilise l'indice de calcium de la veille, on trouve comme loi de variation moyenne :

$$R = 1.50 + 0.325 \times \frac{F_{CaII}(-1)}{10000} \pm 0.5 \qquad (58)$$

Cette loi est représentée sur la figure 4,28, ainsi que les valeurs extrêmes obtenues en admettant une incertitude de 20% sur R, comme il a été dit en IV.2.a.

D'autres indices pourraient bien évidemment être utilisés pour caractériser l'activité solaire dans le domaine XUV, par exemple des combinaisons, linéaires ou non, des indices précédemment utilisés, puisqu'on a vu que pour certains jours (26 novembre 1969 et 10 janvier 1967) le flux à 10.7 cm donnerait un meilleur accord.

Nous n'allons pas cependant aller plus avant dans cette étude, retenant simplement la possibilité d'utiliser la loi que l'on vient d'établir pour la détermination des températures électronique et neutre à partir de la connaissance du profil de densité électronique et de l'indice de Calcium, en utilisant les résultats de Lejeune (1971) et Roble et Dickinson (1972).

Nous allons dans la section suivante examiner si les mesures de flux de photoélectrons ou les mesures de flux de conduction de chaleur corroborent la détermination du coefficient du chauffage R que l'on vient d'établir pour chaque jour de mesures.

IV.3. Résultats relatifs au flux d'échappement de photoélectrons

a - Comparaison avec les mesures du flux de photoélectrons

Si nos résultats précédents sont corrects, c'est-à-dire, s'il est nécessaire, pour expliquer les valeurs de n_e, T_e, T_i mesurées, de normaliser les valeurs théoriques de production de photoélectrons par un facteur R variant entre 2 et 4 en fonction de l'activité solaire, alors les valeurs calculées pour les flux d'échappement de photoélectrons doivent être normalisées par le même facteur. Or, nous avons vu dans la section II.4, que les flux d'échappement à 500 km donnés par les formules (50) valaient en moyenne 0.46×10^9 cm^{-2} s^{-1} pour le flux

de PE, et 4.4 x 10^9 eV cm^{-2} s^{-1} pour le flux d'énergie, l'énergie moyenne étant donc de l'ordre de 10 eV, cela en milieu de jour.
Nous devons donc vérifier que les valeurs normalisées :

$$\Phi_C = 4.6 \times 10^8 \text{ R cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

$$\mathcal{E}_C = 4.4 \times 10^9 \text{ R eV cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

sont compatibles avec des mesures de flux d'échappement effectuées jusqu'alors, résumées dans le tableau 4,4.

Dans ce tableau nous avons donné, en plus des mesures effectives de flux à l'altitude et pour le domaine d'énergies indiquées, des valeurs Φ_0 et $\mathcal{E}_0$ ramenées à l'altitude de 500 km environ et pour tout le domaine d'énergies (0 → 100 eV).

Pour ce faire, nous avons utilisé les résultats théoriques que nous avons obtenus sur les flux de photoélectrons :

– entre 300 km et 500 km, ce flux est divisé en moyenne par 2 à toutes les énergies,

– la forme du flux d'échappement en fonction de l'énergie a été supposée indépendante des conditions ionosphériques locales et on a pris le résultat donné sur la figure 2,13 pour connaître la proportion du flux d'échappement appartenant au domaine de mesure,

– on a fait de plus l'hypothèse que le flux d'échappement est divisé par un facteur 2 quand on passe de 500 km à 1000 km. Cette valeur 2 a été choisie par continuïté avec le rapport 2 calculé entre les flux à 300 et 500 km et le rapport 2.8 que donne Heikkila (1970) entre les flux à 1000 et 3500 km, en utilisant des valeurs moyennes de densité intégrée. Mais il faudra se souvenir, dans l'interprétation, que les résultats ramenés à 500 km pour les mesures effectuées à haute altitude sont très incertains.

Finalement, le tableau 4,4 donne les valeurs de CaII (–1)/1000 pour les jours de mesure, et les valeurs de Φ_C et $\mathcal{E}_C$ calculées à partir de la valeur de R donnée par la formule déduite dans la section précédente.

La comparaison entre Φ_0 et Φ_C (ou $\mathcal{E}_0$ et $\mathcal{E}_C$) pour les expériences indiquées est très difficile à cause de la très grande dispersion des résultats «expérimentaux» Φ_0 et $\mathcal{E}_0$: la «mesure» de Doering et al est trois fois plus faible que la valeur théorique, tandis que la «mesure» de Heikkila est trois fois plus grande; on peut aussi remarquer que les mesures de Heikkila et de Cicerone et Bowhill, effectuées le même jour, donnent des résultats très éloignés. Il faudrait bien évidemment une couverture de mesures beaucoup plus dense en fonction de l'indice solaire pour que ces mesures puissent apporter confirmation ou infirmation de la dépendance en R des flux théoriques. Nous pouvons seulement noter que Φ_C et

TABLEAU 4,4

Auteur	Latitude	Altitude	Jour	Domaine d'énergie (eV)	Φ		Φ_0	$_0$	$F_{CaII}(^{-1})$ 1000	R	Φ_c	$_c$
Yngvesson et Perkins (1968)	18° N	600 km	13.12.66	7.9-17.2	2.5	2.5	12.5	9.5	53	3.2	14.7	14.1
			15.12.66	7.1-22.4	9	13	25.6	23.6	50	3.1	14.3	13.7
			20.03.67	7.0-20.0	5.5	8	16	15	46	3.0	13.8	13.2
Cicerone et Bowhill (1970)	42° N	550 km	09.02.69	5 -21	3.6	4.1	6.75	5.55	35	2.6	12.0	11.5
Rao et Dunley (1970)	20° N	1000-3000 km	18.12.65 11.01.66 16.01.66 07.06.66	> 5	2.5		8		13	2	9.2	8.8
Doering et al (1970)	36° N	250-300 km	31.07.68	4 -23	7	6	5	4.5	46	3	13.8	13.2
Heikkila	50° S	3500 km	09.02.69	8-100	2.5	5			35	2.6		
		(ramené à) 1000 km			7	14	38	40			12.0	11.5

Mesures de flux d'échappement Φ (10^8 cm^{-2} s^{-1}) et d'énergie d'échappement $\mathcal{E}$ (10^9 eV cm^{-2} s^{-1}) de photoélectrons dans le domaine d'énergies indiqué. Les valeurs Φ_0 et $\mathcal{E}_0$ sont les valeurs ramenées à 500 km pour tout le domaine d'énergies ($0 \rightarrow 100$ eV). On a aussi indiqué l'indice de calcium pour chaque jour de mesure, ainsi que la valeur R calculée à partir de cet indice. Φ_c et $\mathcal{E}_c$ sont les valeurs théoriques calculées à l'aide de cette valeur de normalisation R.

$\mathcal{E}_c$ sont compris dans l'intervalle de variation des valeurs «mesurées», et aussi que les énergies moyennes calculées et «mesurées» sont en excellent accord.

b - Comparaison avec les mesures de flux de conduction de chaleur à l'aide du sondeur à diffusion de Saint-Santin

Depuis longtemps (Evans, 1968; Duboin et al, 1968; par exemple), on a pensé à relier le flux d'échappement de photoélectrons au flux de conduction thermique à haute altitude. Plus récemment, Petit (1968) et Bauer et al (1970) ont souligné le fait que le flux de conduction thermique mesuré à «haute altitude» pouvait être très peu représentatif du flux de conduction «magnétosphérique», dans le cas où la densité électronique à «haute altitude» est plus grande que 3×10^5 cm^{-3}. En effet, dans ce dernier cas, la perte d'énergie des électrons sur les ions est importante et n'est pas contrebalancée par l'apport d'énergie des PE aux électrons, si bien que le flux thermique décroît rapidement quand l'altitude décroît; Sabelète (1971) a calculé la correction qu'il fallait alors apporter au flux de conduction mesuré pour restituer le flux de conduction «magnétosphérique». Nous ne reviendrons pas sur ces études et nous nous contenterons ici de calculer les flux de conduction magnétosphérique en appliquant cette correction quand c'est nécessaire; remarquons simplement que, si nous n'appliquons pas la correction, les résultats que nous allons présenter (en γ) seraient nettement moins convaincants.

α) Détermination du flux de conduction magnétosphérique

Si, à z_0, la densité électronique $n_e(z_0)$ est supérieure à 3×10^5 cm^{-3}, le flux magnétosphérique $\Phi_{th}(z_m)$ est supérieur au flux de conduction à z_0, $\Phi_{th}(z_0)$ d'une quantité donnée par (Sabelète, 1971) :

$$\Phi_{th}(z_m) - \Phi_{th}(z_0) = q\, H_{n_e}\, n_e(z_0) \left[\frac{1}{2}\left(\frac{n_e(z_0)}{n_e(z_m)} + \frac{n_e(z_m)}{n_e(z_0)}\right) - 1\right]$$

où z_m est l'altitude où le flux de conduction est maximum, et $n_e(z_m)$ est la densité électronique à cette altitude et, d'après Bauer et al (1970), a pour valeur 3×10^5 cm^{-3}, et où H_{n_e} est l'échelle de hauteur de la densité électronique à z_0 et q est l'apport d'énergie par électron thermique ($Q_e = qn_e$), supposé ici, pour faire la correction, indépendant de l'altitude.

Le tableau 4.5 donne les valeurs des flux à z_0 ainsi que les valeurs des flux corrigés pour les jours où cette correction est nécessaire, pour une valeur qH égale à 10^4 eV cm s^{-1}. Dans ce tableau comme dans la suite, les flux à z_0 sont obtenus en prenant une moyenne des flux mesurés sur 50 km entourant l'altitude z_0, et sur 5 heures autour du midi local; l'utilisation de la moyenne temporelle est justifiée par le fait que, comme le montre la figure 3,2, le flux de conduction ne varie pas beaucoup en milieu de journée à altitude constante,

TABLEAU 4,5

			$(10^9$ eV cm^{-2} $s^{-1})$		
Jour	z_0 (km)	$n_e(z_0)$ $(10^5$ $cm^{-3})$	$\Phi_{th}(z_0)$	Correction	$\Phi_{th}(z_m)$
10.01.67	350	3.5	8.5	0.1	8.6
31.03.67	500	6.5	4.0	3.1	7.1
11.02.69	450	5.5	1.0	1.9	2.9
01.04.69	450	9.0	2.0	6.6	8.6
31.05.69	400	3.9	4.0	0.3	4.3
29.07.69	450	3.5	4.5	0.1	4.6
27.08.69	450	4.8	5.8	1.1	6.9
24.09.69	450	4.3	5.5	0.6	6.1
08.10.69	450	5.0	5.0	1.3	6.3

Valeur des flux de conduction de chaleur $\Phi_{th}(z_0)$ mesurés à l'altitude z_0 au milieu des journées de mesure (moyenne de 10 h TU à 14 h TU). Le calcul de la correction est explicité dans le texte et $\Phi_{th}(z_m)$ représente le flux de conduction magnétosphérique (les flux de chaleur sont exprimés en 10^9 eV cm^{-2} s^{-1}).

si on tient compte de la barre d'erreur de $\pm 0.5 \times 10^9$ eV cm^{-2} s^{-1}.

β) Lien entre flux de conduction thermique et flux d'échappement de PE

Maintenant que nous connaissons le flux de conduction magnétosphérique,nous allons essayer de comparer ce flux à l'énergie totale déposée dans la magnétosphère, par seconde, par les flux de PE qui s'échappent aux deux extrémités de la ligne de force; en effet, l'énergie déposée aux électrons thermiques redescend pour la plus grande part dans les ionosphères conjuguées sous forme de flux de conduction, car, d'une part, en milieu de jour, on peut supposer un régime stationnaire, et d'autre part, l'énergie qui cascade vers les ions et enfin les neutres est très faible à cause de l'excellent couplage thermique électrons-ions dans la magnétosphère.

Mais pour que l'on puisse comparer le flux de conduction Φ_{th} et le flux d'échappement Φ mesurés à une extrémité de la ligne de force, il faut faire une hypothèse de symétrie, à la fois pour le flux de conduction et pour le flux d'échappement, hypothèse qui n'a de chance d'être bien vérifiée qu'en période d'équinoxe magnétique. Quoi qu'il en soit, il est difficile de faire autrement, et cette hypothèse est certainement une cause importante de la dispersion des résultats que nous allons présenter.

Avec cette hypothèse nous pouvons supposer que l'énergie Φ_{th} qui redescend sous forme de conduction est celle (W) qui a été apportée dans la magnétosphère par le flux d'échappement que l'on a déterminé, sans se préoccuper de ce qui se passe au point conjugué. Suivant Brinton et al (1972),30% de l'énergie W cédée aux électrons thermiques est perdue par collisions électrons-ions. On aura donc en fait :

$$W = 1.3 \times \Phi_{th} \tag{59}$$

Dans l'application de ce résultat, il faudra bien se rappeler que W est l'énergie déposée tout le long du tube de force, y compris dans la partie conjuguée, mais provenant du seul flux d'échappement local.

Dans la section II.4. (formule 50), on a donné les valeurs du flux de PE, Φ, du flux d'énergie, $\mathcal{E}$, et de l'énergie moyenne, $\bar{E}$., en fonction des paramètres ionosphériques. On sait d'autre part que l'énergie cédée aux électrons thermiques est, pour un flux monoénergétique :

– proportionnelle au flux de PE,

– inversement proportionnelle à l'énergie des PE,

– proportionnelle à la densité électronique rencontrée.

Comme les formules (50) ne donnent que des quantités intégrées, on va supposer que le dépôt d'énergie W, dans la magnétosphère, est donné par :

$$W = k' N_t \frac{\Phi}{\bar{E}} \qquad (60)$$

où N_T est la densité intégrée le long de la ligne de force de Saint-Santin, et k' est un coefficient de proportionnalité qui doit être du même ordre de grandeur que le coefficient k entrant dans la formule classique de Butler et Buckingham pour la perte d'énergie par unité de longueur du PE :

$$\frac{dE}{ds} = - k \frac{n_e}{E}$$

On aurait l'égalité de k et de k' si le flux était monoénergétique, à l'énergie $\bar{E}$, et si ce flux ne variait pas le long de la ligne de force. Cette deuxième condition n'est pas si ridicule qu'il peut paraître au premier abord, comme l'ont montré Bauer et al (1970) en tenant compte du fait qu'un flux du même ordre de grandeur s'échappe du point conjugué, et que, par conséquent, la somme des deux flux de PE peut avoir une faible variation tout au long de la ligne de force. L'hypothèse d'un flux monoénergétique est quand à elle parfaitement injustifiée, mais il est très possible que cela n'affecte pas beaucoup la valeur du coefficient, puisque la perte d'énergie sera plus forte pour les PE d'énergie inférieure à $\bar{E}$, mais plus faible pour ceux d'énergie supérieure à $\bar{E}$.

Supposant donc $k' \simeq k = 2 \times 10^{-12}\ eV^2\ cm^2$, les équations (59) et (60) donnent :

$$\Phi_{th} = 1.55 \times 10^{-12}\ N_t \frac{\Phi}{\bar{E}} \qquad (61)$$

γ) Résultats expérimentaux

Nous connaissons Φ_{th}, Φ et $\bar{E}$. Il est donc possible de vérifier la relation (61) et voir si les valeurs de N_T obtenues sont réalistes, ce qui sera une nouvelle confirmation des valeurs de R déterminées par la méthode de la section IV.2.

La valeur de $\Phi/\bar{E}$ est donnée par :

$$\Phi/\bar{E} = 0.475 \times 10^8 \times R \left\{ 1 + 0.3 \log r_0 + 0.152 \frac{T - 1000}{100} - 0.517 \log \frac{n_M F_2}{10^6} - 0.052 \frac{h_M F_2 - 275}{25} \right\} \qquad (62)$$

TABLEAU 4,6

Jour	nMF_2	hMF_2	T_∞	R	(1 + . . .)	$\Phi/\overline{E}$	Φth
6.2.69	9.5	270	1100	2.5	1.18	1.40	5.0
7.2.69	13.0	260	1075	2.9	1.01	1.38	4.0
8.2.69	10.5	280	1090	2.45	1.10	1.28	4.0
9.2.69	8.0	260	1120	2.25	1.33	1.43	6.0
10.2.69	11.0	270	1150	2.7	1.18	1.52	5.5
11.2.69	20.0	295	1222	2.2	0.95	1.00	2.9
12.2.69	8.8	260	1100	2.7	1.28	1.66	9.0
1.4.69	22.0	325	1270	4.0	1.01	1.90	8.6
24.4.69	10.0	305	1240	3.0	1.15	1.64	8.0
7.5.69	8.0	290	1180	2.7	1.35	1.71	5.0
31.5.69	5.6	300	1150	2.0	1.48	1.43	4.3
24.6.69	9.5	290	1180	2.2	1.27	1.28	5.0
25.6.69	4.5	300	1170	2.1	1.61	1.62	7.0
16.7.69	9.8	290	1120	3.3	1.15	1.80	6.0
29.7.69	8.0	280	1080	3.2	1.26	1.80	4.6
12.8.69	7.2	300	1170	2.55	1.38	1.66	8.0
27.8.69	6.9	275	1140	3.0	1.41	2.00	6.9
10.9.69	6.0	255	1050	2.3	1.54	1.66	5.0
24.9.69	13.0	270	1180	3.9	1.15	2.14	6.1
8.10.69	10.5	275	1100	3.3	1.12	1.76	6.35
22.10.69	14.0	270	1160	3.3	1.08	2.00	4.5
13.11.69	13.0	265	1030	2.9	0.93	1.28	4.0
14.11.69	12.0	260	1060	2.8	1.03	1.38	4.0
26.11.69	13.7	270	1145	3.8	1.07	1.95	8.0
9.12.69	7.5	250	990	2.8	1.14	1.52	5.0
10.1.67	9.1	240	1025	3.1	1.16	1.71	8.6
31.3.67	20.0	320	1300	4.3	1.01	2.14	7.1
26.1.72	9.8	250	1030	2.5	1.10	1.28	6.0
27.1.72	9.6	225	1025	2.4	1.17	1.33	6.0
28.1.72	12.5	250	1020	2.5	0.96	1.14	4.5
29.1.72	7.5	225	980	2.2	1.22	1.28	6.5
30.1.72	8.5	235	990	2.2	1.15	1.19	5.5
31.1.72	10.0	230	995	2.1	1.09	1.10	4.0

Pour les jours de mesure indiqués, on donne les valeurs de nMF_2 (10^5 cm^{-3}) hMF_2 (km) et T_∞ (° K) obtenus en milieu de jour (moyenne de 10 h TU à 14 h TU), ainsi que la valeur du coefficient multiplicatif du flux solaire R déterminé précédemment. Le terme entre crochets de la formule (26) donne une idée de la variation du flux d'échappement de photoélectrons à flux solaire constant; $\Phi/\overline{E}$ (10^8 cm^{-2} s^{-1} eV^{-1}) est donné par la formule (26) et on compare cette valeur à la valeur du flux de conduction magnétosphérique Φth (10^9 eV cm^{-2} s^{-1}).

où on a multiplié le résultat de la formule (50) par la valeur de R par laquelle on doit multiplier la production de PE.

Le tableau 4,6 donne, pour les jours de mesure, la valeur de Φ_{th}, les valeurs des paramètres ionosphériques, la valeur de R déterminée dans les sections précédentes, et enfin $\Phi/\bar{E}$ donné par la formule (26). Quand on peut choisir différentes valeurs de R correspondant à différentes valeurs de r_0, on constate que $\Phi/\bar{E}$ est le même pour ces diverses possibilités, car R et le terme entre parenthèses de (62) varient en sens inverse d'une même quantité. Nous ne donnons donc les valeurs de R que pour $r_0 = 1$.

Nous avons porté, sur la figure 4,28, Φ_{th} en fonction de $\Phi/\bar{E}$. Les nombres indiquent toujours les jours de mesure (voir tableau 4,3), et les flèches donnent une idée de l'importance des erreurs. Quant aux jours par lesquels on n'a pas indiqué de barres d'erreur pour ne pas surcharger la figure, il est raisonnable de prendre pour Φ_{th} une erreur de : $\pm 0.5 \times 10^9$ eV cm^{-2} s^{-1} et pour R une erreur de 20%, comme on a vu en section IV.2.a. Les barres d'erreur sur Φ_{th} plus grandes portées sur la figure sont dues aux incertitudes plus grandes sur la correction apportée au flux de conduction mesuré pour accéder au flux magnétosphérique.

On constate sur la figure 4,29, une corrélation indubitable entre Φ_{th} et $\Phi/\bar{E}$, même si on tient compte des grandes barres d'erreur. Mais il reste une dispersion qui peut difficilement s'expliquer uniquement par l'imprécision. Si l'hypothèse de symétrie posée plus haut est exacte, la dispersion des points traduit plutòt la variation de N_T entre les différents jours de mesures. On a porté aussi sur la figure 4,29, deux droites passant par l'origine, qui enserrent tous les points de mesure, et correspondent à des valeurs de N_T, déduites de (61), égales à 1.7×10^{13} cm^{-2} et 3.4×10^{13} cm^{-2}.

Il faut être très prudent sur les conclusions à tirer de ce résultat : en effet, la valeur de k de la formule de Butler et Buckingham peut être sousestimée d'un facteur de l'ordre de 2, (cf chapitre I). D'autre part, la valeur N_T de la densité intégrée doit être prise égale à la densité intégrée moyenne rencontrée par les photoélectrons dans leur cheminement dans la magnétosphère, et est donc différente de $N_0 = \int n_e \, ds$, intégrale le long de la ligne de champ. En effet, si le flux restait partout isotrope, en négligeant l'effet de bouteille magnétique du champ terrestre ainsi que la diffusion angulaire des PE au cours des collisions magnétosphériques, on aurait alors $N_T = 2\, N_0$ (l'angle moyen des PE autour du champ magnétique étant de 60°). L'effet de champ magnétique, en alignant les PE le long de la ligne de force, tend à diminuer le rapport entre N_T et N_0, mais les collisions coulombiennes tendent à l'augmenter par diffusion angulaire. Il est donc très possible qu'il faille diviser par un facteur 2 à 4 les valeurs de N_T indiquées sur la figure 4,29, pour accéder à N_0, intégrale le long de la ligne de champ, ce qui donnerait une valeur moyenne de N_0 de l'ordre de 10^{13} cm^{-2}.

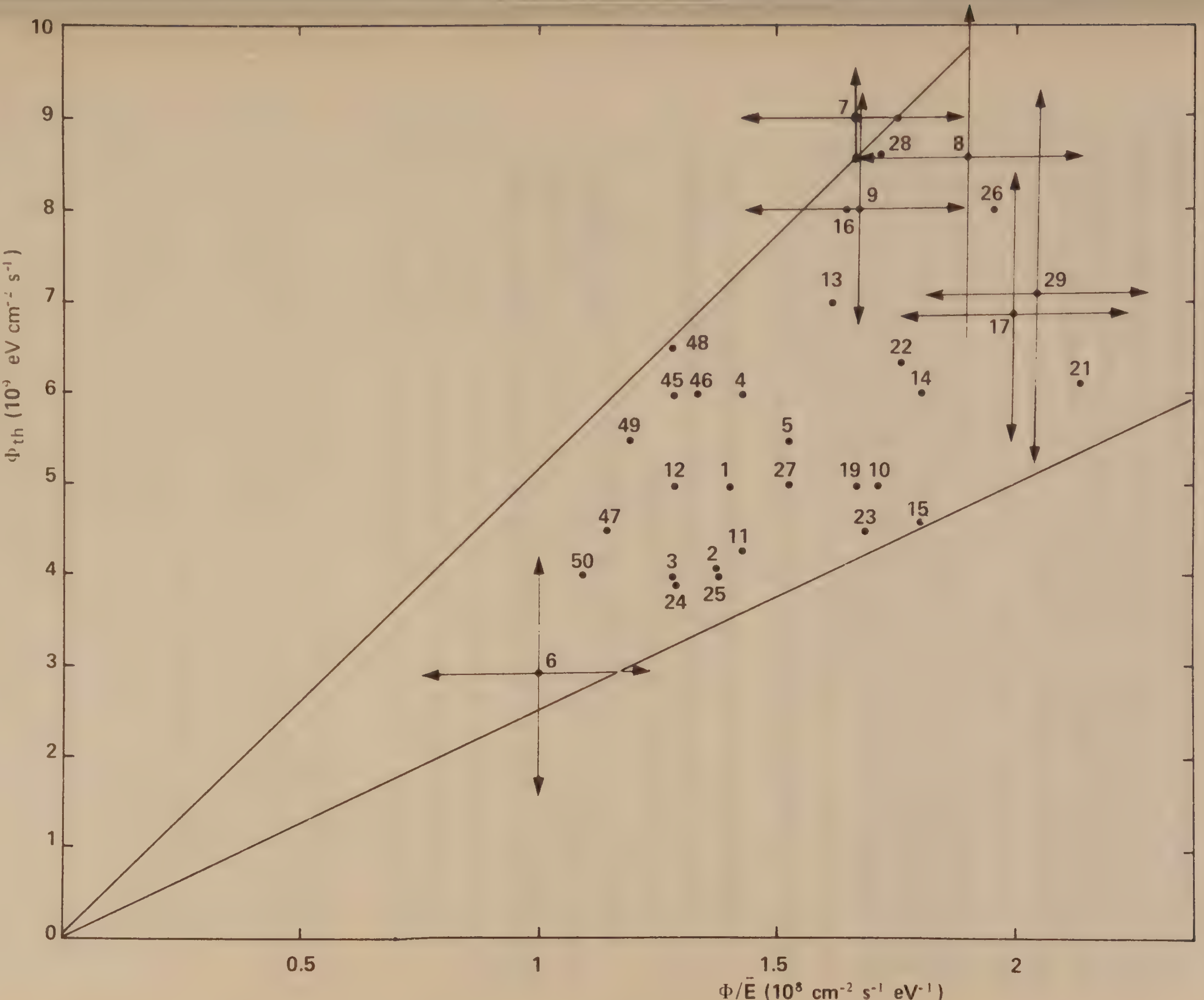


Fig. 4,29 Relation entre flux d'échappement Φ et flux de conduction Φ_{th}.

Cette valeur de 10^{13} cm^{-2} pour N_0 est en bon accord avec les valeurs de densité intégrée données pour la ligne de force de Saint-Santin par Nisbet (1968). Il est une dernière vérification possible de la validité de valeurs de R élevées (2 à 4). Wormser et Lejeune (1973) montrent que, pour une densité intégrée N_0 de 1.14 x 10^{13} cm^{-2}, et pour un flux d'échappement isotrope aux environs de 1000 km, le flux d'énergie parvenant au point conjugué est égale à 38% du flux d'énergie d'échappement, quand on tient compte correctement de l'effet de diffusion angulaire dû aux collisions coulombiennes et du champ magnétique. Cela signifie que 62% de l'énergie d'échappement est cédée aux électrons thermiques, et donc que 48% redescend sous forme de conduction Φ_{th} (d'après 59). Or, en moyenne, on trouve des flux Φ_{th} de 7.5 x 10^9 eV cm^{-2} s^{-1} pour des valeurs de R de 3.5, donc des énergies d'échappement $\mathcal{E}_c$ de 15.4 x 10^9 eV cm^{-2} s^{-1}, et des flux Φ_{th} de 5 x 10^9 eV cm^{-2} s^{-1} pour R valant 2.5 et donc $\mathcal{E}_c$ valant 11.0 x 10^9 eV cm^{-2} s^{-1} : soit des valeurs de Φ_{th} de l'ordre de 45 à 50% des valeurs de $\mathcal{E}_c$. On voit donc que les valeurs de $\mathcal{E}_c$ ne sont pas du tout surestimées si on compare cette valeur de 45% à la valeur théorique de 48%. La différence peut venir d'une surestimation par Brinton et al (1972) de la proportion de W cédée aux ions, prise égale à 30%. Mais une diminution de R n'irait pas dans le bon sens.

En conclusion, on peut dire que les valeurs de flux de conduction thermiques obtenues à Saint-Santin confirment les valeurs de production de photoélectrons plus élevées que ne le prévoyait la théorie, d'un facteur en moyenne 3.

Pour aller plus avant dans l'interprétation de la figure 4,29, et la confirmation des hypothèses avancées ici sur l'influence de N_T, il faudrait avoir accès à la densité intégrée le long de la ligne de force, ce qui pourrait peut-être se faire au moyen de sifflements (Park, 1970).

RECAPITULATION ET CONCLUSION

Tout au long de ce travail, notre but a été de montrer que le déséquilibre thermique entre les électrons et les ions dans l'ionosphère diurne peut toujours être interprété comme la conséquence du chauffage des électrons thermiques par les photoélectrons créés par le rayonnement solaire XUV. Cette théorie n'est certes pas nouvelle, et de nombreuses études l'ont déjà vérifiée avec succès; cependant, c'est la première fois qu'est tentée une vérification portant sur un très grand nombre de mesures, ce qui nous a permis d'étudier les variations du chauffage par les photoélectrons en fonction de l'heure du jour et des conditions solaires.

Dans ce but, il nous fallait disposer de bonnes déterminations théoriques du chauffage des électrons : nous avons consacré à cela les deux premiers chapitres. Il nous fallait ensuite bien mettre en évidence les difficultés de la détermination expérimentale du chauffage, puis les résoudre : c'est ce que nous avons fait dans le chapitre III.

Enfin, le chapitre IV a été consacré à la vérification annoncée au début.

Nous reprenons maintenant successivement ces trois directions de travail, essayant d'en dégager l'essentiel.

1. Théorie du chauffage des électrons ionosphériques

a - Généralités

Le rayonnement solaire XUV, qu'on supposera pour l'instant connu et invariable au sommet de l'atmosphère, ionise l'atmosphère neutre en éjectant des électrons suprathermiques, les photoélectrons. La distribution en altitude énergie, et angle de la production de photoélectrons dépend de l'angle zénithal solaire et de la densité des particules neutres du milieu.

Nous avons utilisé un modèle de production très élaboré (Dalgarno et al, 1967), les paramètres ajustables étant l'angle zénithal solaire, la température exosphérique et les densités des particules neutres à un niveau de référence.

Si la méthode de calcul de la production ne pose pas de problèmes numériques, par contre l'étude de l'évolution des photoélectrons dans l'ionosphère ne peut pas encore être considérée comme achevée, même si, comme le montrent Cicerone et al (1973), les trois méthodes numériques les plus sophistiqués (Nisbet, 1968; Nagy et Banks, 1970; Cicerone et Bowhill, 1970) abondamment citées au cours de ce travail, conduisent à des résultats voisins. Nous avons donc étudié en détail l'évolution des photoélectrons dans l'ionosphère, afin de déterminer quelle quantité d'énergie ils cèdent aux électrons termiques au cours du

processus de dégradation d'énergie.

Pour commencer nous avons considéré qu'il était nécessaire de partir d'une équation d'évolution des photoélectrons établie avec rigueur, ce qui permettait de replacer dans une perspective unique les nombreuses études parues jusqu'à ce jour sur le sujet et d'apprécier avec soin l'effet des simplifications usuelles; en particulier, nous nous sommes attachés à comprendre quelle influence pouvait avoir la diffusion angulaire des photoélectrons sur les résultats de l'évolution dans l'espace et dans le temps, en utilisant une méthode classique de développement en fonctions sphériques qui s'est révélée très utile pour le problème qui nous intéresse.

Nous ne reviendrons pas sur les conclusions de cette première partie, retenant simplement qu'elles nous ont guidé dans la mise en oeuvre de la méthode numérique.

b - Région F1

Pour présenter cette méthode, nous sommes partis de l'équation d'évolution des photoélectrons valable aux basses altitudes (région F1) où la redistribution de l'énergie a lieu à l'altitude de production. Cette manière de procéder a permis une compréhension détaillée de la marche du calcul : on a pu montrer, en particulier, que la discrétisation en énergie n'apportait pas d'erreur à condition que la production varie régulièrement en énergie. Nous avons aussi constaté que notre méthode était équivalente, à ces altitudes, aux méthodes sophistiquées rappelées plus haut; nous avons donc à notre disposition une représentation exacte de l'évolution des photoélectrons dans la région F1, que nous avons utilisée pour déterminer comment se répartit entre les différents processus collisionnels l'énergie d'un photoélectron, en fonction de l'énergie de production, et pour différents taux d'ionisation : cela nous a permis de montrer que, pour ce qui est de l'énergie Q_e cédée aux électrons thermiques, la valeur qu'on obtiendrait en négligeant le caractère discret des processus collisionnels inélastiques serait surestimée d'environ 50% par rapport à la valeur exacte; mais l'utilité de l'établissement de ce modèle sera encore plus manifeste si on considère qu'une grande partie de l'énergie du spectre XUV est contenue dans des raies, dont l'intensité varie vraisemblablement beaucoup : ces raies solaires conduisent à des productions de photoélectrons approximativement monoénergétiques dont l'évolution peut être simplement déduite du modèle (Dalgarno et Lejeune, 1971).

c - Région F2

Nous avons ensuite étendu la méthode de calcul, tout en lui gardant une relative simplicité et une grande rapidité, au cas «non-local», tenant compte du déplacement des photoélectrons entre deux collisions dans la région F2. Bien que les résultats obtenus soient cette fois-ci approchés, principalement par suite du fait qu'on a négligé le couplage entre les flux

de photoélectrons vers le haut et vers le bas dû aux collisions élastiques sur les particules neutres, nous avons constaté un bon accord avec les résultats donnés par les autres méthodes, elles aussi approchées à ces altitudes.

Il n'est donc pas nécessaire de recourir à des méthodes de calcul plus élaborées que celle que nous avons utilisée, tout au moins pour ce que nous voulons en faire : en effet, les comparaisons entre les résultats théoriques et les mesures par sondage à diffusion incohérente qui présentent le plus d'intérêt se situent en dessous de 300 km, où les résultats du calcul «non-local» diffèrent assez peu des résultats «locaux».

L'aboutissement de cette étude numérique est l'établissement d'un quadrillage de profils de l'apport d'énergie Q_c aux électrons thermiques, effectué pour différentes inclinaisons solaires et un choix étendu de paramètres caractérisant les densités des particules neutres et des électrons thermiques : il était en effet important de montrer que, non seulement l'atmosphère neutre, ce qui était admis, mais aussi la densité électronique, ce qui le semblait moins, ont une grande influence sur ces profils de Q_c.

2. Détermination expérimentale du chauffage des électrons

a - Composition ionique

Nous avons bien mis en évidence les paramètres qui jouent dans la détermination de la forme du profil d'apport d'énergie mesuré Q_m à partir des données du sondeur à diffusion de Saint-Santin : nous avons constaté en particulier, que le choix du profil de composition ionique a une importance prépondérante, en été et en milieu de jour; la couche F étant élevée, le profil de température électronique correspondant présente souvent un minimum à l'altitude du maximum de densité électronique : le terme de pertes par conduction thermique est alors relativement influent dans la région 200-250 km. Un choix défectueux du profil de composition ionique se traduit surtout par un profil erroné de la température électronique, ce qui perturbe à la fois le profil des pertes d'énergie des électrons sur les ions et les neutres et le profil de pertes par conduction thermique, les deux effets ayant une importance à peu près comparable.

Nous basant sur le fait que les profils de Q_c ne présentaient qu'un seul maximum, nous avons éliminé les profils de composition ionique qui conduisaient à des profils de Q_m à deux maxima : cette procédure nous a permis de confirmer des résultats antérieurs (Waldteufel, 1970; Evans et Cox, 1970) relatifs à la variation saisonnière de la composition ionique dans la région F1 : la proportion des ions lourds est plus élevée en été qu'en hiver. L'étude de la forme des profils de Q_m et Q_c à basse altitude nous a permis de vérifier un autre résultat connu (Waldteufel, 1970) : la proportion des ions lourds est plus élevée pour les angles zénithaux solaires élevés (matin et soir).

b - Densité des particules neutres

La densité de l'atmosphère neutre influe aussi, à la fois sur les profils de Q_m et Q_c. Nous avons montré qu'elle joue en sens inverse pour ces deux quantités: une augmentation de densité des particules neutres, augmentant l'absorption du rayonnement solaire, élève le profil de Q_c, et, augmentant l'importance des pertes électrons-neutres, abaisse le profil de Q_m. Cette constatation nous a permis d'envisager une nouvelle méthode de détermination des densités de l'atmosphère neutre, par ajustement des altitudes des maxima de Q_m et Q_c. Des comparaisons avec les densités déterminées par la méthode de régression sur les températures ioniques décrite par Bauer et al (1970) ont montré que, en moyenne, les deux déterminations donnaient les mêmes valeurs de densité. Il reste néanmoins des différences ponctuelles non négligeables et il sera utile de faire une étude de l'atmosphère neutre par la méthode d'ajustement de Q_m et Q_c en vue d'une comparaison détaillée.

3. Vérification de la théorie

Le fait que l'ajustement des profils de Q_e soit possible avec des valeurs de densités et de composition ionique réalistes montre que la détermination théorique de Q_e dans la région F1 est relativement correcte. Cependant, nous avons encore constaté des différences entre les formes des profils en dessous de 200 km : le profil expérimental décroît en moyenne plus vite que le profil théorique quand l'altitude décroît.

A ces altitudes, les erreurs de mesure prennent une très grande importance, et, surtout de faibles variations des sections efficaces d'absorption peuvent changer beaucoup les résultats théoriques, étant donné l'augmentation rapide de l'épaisseur optique et la plus grande importance relative de N_2 et 0_2. Une étude bibliographique très détaillée a été présentée par Swartz (1972) en ce qui concerne la forme du spectre XUV, les sections efficaces de photo-absorption et photoionisation, et les sections efficaces de perte d'énergie des photo-électrons sur les particules neutres. Un léger accroissement des sections efficaces d'absorption réduirait le désaccord noté plus haut en dessous de 200 km, mais une telle hypothèse semble peu vraisemblable. Quoi qu'il en soit, nous nous sommes tenu à un choix de valeurs standard qui permet une bonne interprétation d'ensemble au dessus de 200 km, ce qui nous a permis de déduire les résultats essentiels relatifs à la variation de Q_m et Q_c en fonction de l'altitude (le maximum de chauffage se situant presque toujours au-dessus de 200 km) et du temps.

a - Variation diurne

Nous avons constaté que la variation diurne observée de l'apport d'énergie mesuré Q_m est semblable à la variation diurne calculée : les altitudes des maxima de Q_m et de Q_c suivent la même variation au cours du temps et il y a un rapport approximativement constant tout

au long d'une journée entre les valeurs de Q_m et Q_c.

Le fait que les variations de Q_m et Q_c en fonction de l'altitude et du temps soient très semblables prouve qu'aussi bien le calcul de la production de photoélectrons que le calcul de la redistribution d'énergie sont corrects et qu'il est légitime d'attribuer le déséquilibre thermique dans l'ionosphère diurne au seul chauffage par les photoélectrons.

Mais il reste que le coefficient de normalisation R, rapport entre Q_m/Q_c obtenu au cours d'une même journée, a une valeur plus grande que 1, comprise entre 2 et 4 pour les jours étudiés.

b - Sous estimation du flux solaire

Si donc il n'existe pas pour les électrons d'autre source de chauffage que le rayonnement XUV, et si les sections efficaces et les densités de particules neutres choisies sont correctes, ce résultat (R compris entre 2 et 4) implique que les valeurs de flux solaire utilisées sont sous estimées d,un facteur variant entre 2 et 4. Déjà, pour la première fois, Vasseur et Waldteufel (1968) et Lejeune et Petit (1969) par deux méthodes différentes avaient montré l'existence d'un facteur de normalisation de cet ordre, si on prenait en compte la réaction d'excitation des niveaux de structure fine de l'oxygène atomique. D'autres études (Schunk et Walker, 1970 ; Swartz, 1972 ; Roble et Dinckinson, 1972 ; Scialom, 1973) ont depuis conclu à la nécessité de multiplier par un facteur de l'ordre de 2, les intensités de flux solaire généralement admises (Hinteregger, 1965 ; Hinteregger, 1970). Nous avons ici donné une confirmation supplémentaire de cette hypothèse, nous appuyant pour cela sur un grand nombre de jours de mesure (une cinquantaine). Nous avons montré que les intensités de flux solaire mesurées (Hinteregger, 1970) doivent être multipliées par un facteur au minimum égal à 2.3, même si on tient compte d'erreurs possibles sur les sections efficaces.

c - Corrélation du coefficient de normalisation avec le flux solaire

Nous avons finalement établi que les valeurs du facteur de normalisation R sont bien corrélées avec les indices de flux solaire usuels (flux à 10.7 cm ou intensité moyenne des plages de Calcium). Ces résultats ont été obtenus en prenant un facteur de normalisation constant tout au long d'un jour de mesure : il est bien évident cependant que des variations d'intensité du flux XUV peuvent intervenir au cours d'une même journée, et une étude comparative détaillée en fonction de l'heure de la journée de nos résultats avec les mesures directes d'intensité de flux solaire XUV effectuées en routine par les satellites Solrad 9 et Solrad 10 seraient utiles pour mieux établir la corrélation entre R et le flux XUV. Nous avons aussi montré l'influence, sur ce facteur de normalisation R, de la densité d'oxygène atomique, et nous avons vérifié sur un petit nombre de jours la variation saisonnière de cette densité, d'une amplitude de l'ordre de 2 entre l'été et l'hiver.

De plus, nous avons vérifié que la valeur élevée du facteur de normalisation R ainsi que sa variation avec le flux solaire sont compatibles avec les valeurs de flux de conduction de chaleur mesurés.

C'est la première fois qu'une corrélation du coefficient de normalisation du chauffage des électrons avec le flux solaire est mise en évidence et nous espérons que ce résultat pourra être confirmé par d'autres stations de diffusion incohérente.

4. Axes de recherches futures

a - «Super-régression»

Si nous avons montré que le facteur de normalisation R était corrélé avec les indices de flux solaire, nous pensons cependant que ces indices ne sont pas parfaitement représentatifs de l'intensité du flux XUV et que le coefficient R déterminé par diffusion incohérente peut être un meilleur indicateur.

Mais les erreurs sur le facteur R ainsi déterminé dans ce travail sont encore actuellement trop importantes (± 20%) pour qu'on puisse considérer sérieusement cette possibilité. Une première réduction de cette erreur est maintenant assurée par la mise en fonctionnement d'une bonne ionosonde à Saint-Santin, ce qui supprime l'incertitude maintes fois notée sur la densité électronique. L'incertitude sur R due à l'incertitude sur la densité d'oxygène atomique peut être réduite en faisant une étude globale du bilan énergétique des électrons, de la composition ionique et de l'atmosphère neutre : la densité d'oxygène atomique et le profil de composition ionique peuvent en effet être déterminés par ajustement des profils de Q_m et Q_c au dessous de 250 km. Le rapport R est alors déterminé sans ambiguité.

Dans cette étude globale, il faudrait aussi inclure la résolution de l'équation de continuité de l'ionisation. Lejeune et Petit (1969) ont en effet montré que les facteur de normalisation obtenus par la comparaison entre la recombinaison et la production ionique (Vasseur et Waldteufel, 1968) étaient du même ordre de grandeur (2 à 3) que les valeurs de R déduites du bilan d'énergie des électrons thermiques et Swartz (1972) et Swartz et Nisbet (1973) ont obtenu le même facteur 2 de normalisation pour la production ionique que pour la production de PE. Cependant, une étude qui ne tiendrait pas compte des vents et des champs électriques (terme de divergence de l'équation de continuité de l'ionisation) pourrait conduire à des résultats entachés d'une erreur importante, comme l'ont montré Vasseur et Waldteufel (1968). La mise en service, en 1973, des nouvelles stations de réception du sondeur à diffusion incohérente permet la détermination des 3 composantes du vent ionique et autorise pour le proche avenir une étude complète de cette question.

b - Autres comparaisons

Il est aussi envisageable d'appliquer notre calcul de photoélectrons à l'interprétation d'autres phénomènes expérimentaux : nous pensons surtout aux mesures photométriques, en particulier, la raie rouge de l'oxygène atomique (Lejeune et Dalgarno, 1973; Thuillier, 1973; Duboin, 1973) mais aussi peut-être la raie de résonance de l'oxygène atomique, dont la variation d'intensité en fonction de l'altitude peut apporter une confirmation des résultats de notre calcul «non-local», et dont l'intensité absolue peut renseigner sur la bonne valeur de la section efficace.

Finalement, la mesure prochaine des raies de plasma à Nançay permettra une étude expérimentale des flux de PE et une comparaison avec les résultats de notre calcul en ce qui concerne les flux.

c - Modèles

Une dernière application de notre travail pourra peut-être être trouvée pour l' «International Reference Ionosphere», pour ce qui est du modèle de température électronique. Les résultats expérimentaux déterminés par Lejeune et Waldteufel (1970) et Waldteufel (1971) n'ont été interprétés (Waldteufel, 1971; Lejeune, 1972) qu'en supposant un flux solaire constant. En utilisant le quadrillage des profils théoriques présenté dans la section II, nous avons ici le moyen de déterminer le profil Q_e d'apport d'énergie aux électrons, connaissant le profil de densité électronique, la température exosphérique, la densité d'oxygène à la limite inférieure et les indices du flux solaire : R est en effet déterminé par l'équation (58); puis les profils de Q_e trouvés en II, sont normalisés par R pour avoir le profil de Q_e «expérimental»; on emploi ensuite la méthode proposée par Evans et Mantas (1968) ou Lejeune (1972) pour déterminer les profils de T_e et T_i à partir de Q_e : pour cela, il faut connaître en plus le flux de conduction thermique à haute altitude, flux que l'on peut déduire du flux d'échappement de photoélectrons, moyennant des hypothèses semblables à celles posées en IV.4.

Il est certain qu'une étude de ce genre montrerait qu'en fait l'anticorrélation entre n_e et T_e - T_i est le résultat dominant comme on le constate expérimentalement, mais permettrait en outre d'interpréter les fluctuations en termes de variations de flux solaire ou de flux de conduction thermique.

5. Conclusion

Au terme de ce travail, il semble opportun de souligner l'excellente cohérence interne des résultats que l'on a pu tirer des observations de diffusion incohérente. La variété des axes de recherche identifiés ci-dessus ne doit pas masquer un de nos résultats essentiels : le

désaccord tangible entre les mesures directes du flux solaire XUV et la valeur qui apparaît nécessaire pour rendre compte des mesures effectuées par les sondeurs à diffusion.

La même situation s'était présentée il y a quelques années en ce qui concerne les valeurs des températures électronique et ionique et elle a conduit à remettre en cause les fondements physiques de la mesure «in situ» de ces températures. De même, nous pensons aujourd'hui qu'une des premières tâches consiste à réanalyser de façon approfondie la détermination expérimentale du spectre de l'énergie solaire dans le domaine XUV.

APPENDICE A1

RESOLUTION DE L'EQUATION LINEAIRE HOMOGENE DU PROBLEME DU TRANSFERT

L'équation à résoudre est l'équation (21), reproduite ici :

$$\mu \frac{\partial G}{\partial r} - G + \frac{m}{1+m} \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} G \, d\mu = 0 \tag{1}$$

L'équation (1) a été très étudiée, soit d'un point de vue mathématique (par exemple, Bardos, 1970), soit pour des applications à la neutronique (par exemple, Albertoni et Montagnini, 1966). Nous donnerons ici des indications sur la détermination des fonctions propres, sans chercher la rigueur mathématique, et nous montrerons que, pour une diffusion angulaire suffisamment grande ($m > 5$), une seule de ces fonctions propres permet de représenter la réalité physique.

Il n'est pas possible d'imposer n'importe quelles conditions aux limites (en $r = 0$, par exemple). En effet, quel que soit r, la fonction $G(r, \mu)$, doit vérifier :

$$G(r, 0) = \frac{m}{1+m} \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} G(r, \mu) \, d\mu \tag{2}$$

et cette relation doit aussi être vérifiée en $r = 0$.

Si la condition aux limites imposée vérifie (2), alors elle correspond à une solution de (1) : c'est ce que nous allons montrer en cherchant les valeurs et fonctions propres de (1) :

$$\text{Posons} \quad H(r) = \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} G(r, \mu) \, d\mu \tag{3}$$

La solution générale de (1) peut s'écrire, formellement :

$$G = -\frac{m}{1+m} \frac{e^{r/\mu}}{\mu} \int e^{-\rho/\mu} H(\rho) \, d\rho + g(\mu) \, e^{r/\mu}$$

où $g(\mu)$ est une fonction arbitraire. Les valeurs propres et fonctions propres s'obtiennent en cherchant des fonctions satisfaisant :

$$H(r) = e^{r/\lambda}$$

Pour λ supérieur à 1 en valeur absolue, on doit avoir g (μ) = 0 et seules les valeurs λ_0 vérifiant :

$$1 = \frac{m}{1+m} \frac{\lambda_0}{2} \int_{-1}^{+1} \frac{d\mu}{\lambda_0 - \mu}$$

sont de telles valeurs propres. Les valeurs λ_0 et $-\lambda_0$ sont solutions si λ_0 vérifie :

$$Q_1 (\lambda_0) = \frac{1}{m} \tag{5}$$

où Q_1 est la fonction de Legendre de deuxième espèce, qui n'admet qu'une seule solution supérieure à 1.

Correspondant à $+\lambda_0$ et $-\lambda_0$, les solutions G_+ et G_- sont alors :

$$G_{\pm} (r, \mu) = \frac{m}{1+m} \frac{\pm \lambda_0}{\pm \lambda_0 - \mu} e^{\pm r/\lambda_0} \tag{6}$$

Si λ est inférieur à 1 en valeur absolue, g (μ) peut être de la forme :

$$g(\mu) = a\, \delta\, (\mu - \lambda)$$

et on détermine a en portant dans (3).

Il vient pour G :

$$G_{\lambda} (r, \mu) = \frac{m}{1+m} e^{r/\lambda} \left[\frac{\lambda}{\lambda - \mu} - 2 \left[Q_1 (\lambda) - \frac{1}{m} \right] \delta\, (\mu - \lambda) \right] \tag{7}$$

Par conséquent, les fonctions propres sont données par (6) et (7), et correspondent aux deux valeurs propres discrètes $+\lambda_0$ et $-\lambda_0$ et au spectre continu de valeurs propres comprises entre -1 et $+1$.

Nous admettrons que toute condition aux limites, vérifiant (2), peut se développer suivant les fonctions :

$$G_{\pm} (0, \mu) \text{ et } G_{\lambda} (0, \mu)$$

d'une manière unique (la démonstration nous emmènerait trop loin dans le cadre de cet

exposé). Toute solution G s'écrit alors sous la forme :

$$G(r, \mu) = a_+ G_+(r, \mu) + a_- G_-(r, \mu) + \int_{-1}^{+1} a(\lambda) G_\lambda(r, \mu)\, d\lambda$$

Les a_+ , a_- et $a(\lambda)$ s'obtiennent à partir de la fonction $G(0, \mu)$ comme nous allons maintenant le montrer.

Posons :

$$J(\mu) = G(0, \mu)$$
$$J_+(\mu) = G_+(0, \mu)$$
$$J_-(\mu) = G_-(0, \mu)$$
$$J_\lambda(\mu) = G_\lambda(0, \mu)$$

On démontre les relations suivantes :

$$\frac{1}{2}\int_{-1}^{+1} J_+^2\, d\mu = \frac{1}{2}\int_{-1}^{+1} J_-^2\, d\mu = \left(\frac{m}{1+m}\right)^2 \frac{\lambda_0^2}{\lambda_0^2 - 1}$$

$$\frac{1}{2}\int_{-1}^{+1} J_\lambda(\mu)\, J_{\lambda'}(\mu)\, d\mu = \frac{m}{1+m} + 2\left(\frac{m}{1+m}\right)^2 \left[Q_1(\lambda) - \frac{1}{m}\right]^2 \delta(\lambda - \lambda')$$

ce qui permet d'exprimer a_+ , a_- et $a(\lambda)$ en fonction de J :

$$a_+ = \frac{m+1}{m} \quad \frac{\lambda_0^2 - 1}{1 - (\lambda_0^2 - 1)/m} \quad \frac{1}{2}\int_{-1}^{+1} J(\mu)\, \frac{\mu}{\lambda_0 - \mu}\, d\mu \,.$$

$$a_- = \frac{m+1}{m} \quad \frac{\lambda_0^2 - 1}{1 - (\lambda_0^2 - 1)/m} \quad \frac{1}{2}\int_{-1}^{+1} J(\mu)\, \frac{\mu}{-\lambda_0 - \mu}\, d\mu \qquad (8)$$

$$a(\lambda) = \frac{m+1}{m} \quad \frac{1}{2\left[Q_1(\lambda) - \dfrac{1}{m}\right]^2} \quad \left\{ \frac{1}{2}\int_{-1}^{+1} J(\mu)\, \frac{\mu}{\lambda - \mu} - \left[Q_1(\lambda) - \frac{1}{m}\right] J(\lambda) \right\}$$

Cependant, on ne connait pas en général la fonction $J(\mu)$, mais seulement des moments de cette fonction, ou même simplement des moments de la fonction pour μ positif (flux vers le haut, par exemple), ou pour μ négatif (flux vers le bas). L'inversion ne peut donc se faire simplement. Heureusement, nous allons voir que, dans le cas d'une diffusion suffisamment importante ($m \gtrsim 5$), le problème est très simplifié :

D'abord, il faut remarquer que, si l'on veut que G reste finie aux altitudes les plus basses (r infini), il faut que la contribution des fonctions G_+ et G_λ ($\lambda > 0$) soit nulle;

par conséquent :

$$a_+ = 0$$
$$a(\lambda) = 0, \ \lambda > 0$$

ce qui, d'après (8), impose des conditions sur J.

Ensuite, pour m grand, λ_0 est donné approximativement par :

$$\lambda_0 \simeq \sqrt{\frac{m + 1.8}{3}}$$

et devient donc nettement supérieur à 1 (1.5 pour m = 5).

La fonction G_- a donc une variation en fonction de l'altitude en $e^{-\frac{r}{1.5}}$ (dans le cas de m = 5) alors que la plus lentement variable des fonctions G a une variation en e^{-r}. Par conséquent, même si, en r = 0, la contribution de G_- n'est pas prépondérante (mais non nulle), elle le deviendra vite aux altitudes inférieures (r > 0) à cause de la plus faible variation de G_-.

Donc, suffisamment loin de la borne supérieure r = 0 , la solution de l'équation (1) est donnée par :

$$G(r, \mu) = \frac{m}{1 + m} \frac{\lambda_0}{\lambda_0 + \mu} e^{-\frac{r}{\lambda_0}} \qquad (9)$$

APPENDICE A2

I. RESOLUTION MATRICELLE DU PROBLEME DU TRANSFERT

On cherche pour le système d'équations (25) (section I.3.f.), une solution de la forme :

$$F_i = C_i\, e^{\frac{r}{\lambda}} \quad \text{pour } i \neq 0 \qquad \text{et} \qquad F_0 = \frac{4\pi q}{l} + C_0\, e^{\frac{r}{\lambda}}$$

Les valeurs de λ annulent le déterminant de la matrice infinie :

$$\begin{vmatrix} \frac{\lambda}{m+1} & -1 & 0 & 0 & \\ -\frac{1}{3} & \lambda & -\frac{2}{3} & 0 & \ldots \\ 0 & -\frac{2}{5} & \lambda & -\frac{3}{5} & 0 \ldots \\ 0 & 0 \ldots & & & \end{vmatrix} = 0$$

Ou encore, les λ sont les valeurs propres de la matrice :

$$A = \begin{pmatrix} 0 & m+1 & 0 & 0 \ldots & \\ \frac{1}{3} & 0 & \frac{2}{3} & 0 & 0 \ldots \\ 0 & \frac{2}{5} & 0 & \frac{3}{5} & 0 \ldots \end{pmatrix}$$

Si on s'arrête à l'ordre 2n, on a une équation de degré n en λ^2.

Si on s'arrête à l'ordre 2n + 1, la matrice est singulière.

Soit P, la matrice :

$$P = \begin{pmatrix} \sqrt{m+1} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{\sqrt{3}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{\sqrt{5}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{1}{\sqrt{7}} \end{pmatrix}$$

La matrice $B = P^{-1} AP$ est alors symétrique. Ses vecteurs propres sont 2 à 2 orthogonaux. Soit W la matrice des vecteurs propres de B. Alors PW est la matrice des vecteurs propres de A.

Posons :

$$q_n = \frac{n^2}{4\,n^2 - 1} \quad \text{pour} \quad n > 1 \text{ et } q_1 = \frac{m+1}{3}$$

Alors :

$$B = \begin{pmatrix} 0 & \sqrt{q_1} & 0 & 0 & \\ \sqrt{q_1} & 0 & \sqrt{q_2} & 0 & \\ 0 & \sqrt{q_2} & 0 & \sqrt{q_3} & \\ & 0 & \sqrt{q_3} & 0 & \end{pmatrix}$$

Pour m = 9, et si on arrête la matrice B au 40è rang, on trouve pour λ^2 les valeurs :

3.62, 0.995, 0.975, 0.943, 0.900, 0.847, 0.783, 0.714, 0.639, 0.559, 0.478, 0.400, 0.332, 0.250, 0.183, 0.125, 0.077, 0.040, 0.014, 0.0016.

Le vecteur propre de A correspondant à la plus grande valeur propre est représenté sur la partie gauche de la figure A2 en trait plein *.

On voit que ce vecteur propre correspond à une fonction physique de μ, car les composantes d'ordre élevé décroissent rapidement.

Par contre, pour les autres valeurs propres, comprises entre 0 et 1, les composantes élevées des vecteurs propres ne tendent pas aussi vite vers 0, et la série des polynômes de Legendre est divergente.

Prenons par exemple le vecteur propre correspondant à $\lambda^2 = 0.9$. On a représenté sur la partie droite de la figure A2, la variation des composantes de ce vecteur en fonction de l'indice n de la composante. Contrairement au cas précédent, on voit des oscillations dont l'amplitude ne décroît que lentement.

Les composantes des fonctions $G_\lambda\,(0, \mu)$ (appendice A1), développées en polynômes de Legendre, sont :

$$g_n\,(\lambda) = \frac{4\,\pi\,m}{m+1} \left[\lambda\, Q_n\,(\lambda) - \left(Q_1\,(\lambda) - \frac{1}{m} \right) P_n\,(\lambda) \right]$$

* Si on arrête la matrice B au 20è rang, la plus grande valeur propre et les composantes du vecteur propre jusqu'au 15è rang sont inchangées.

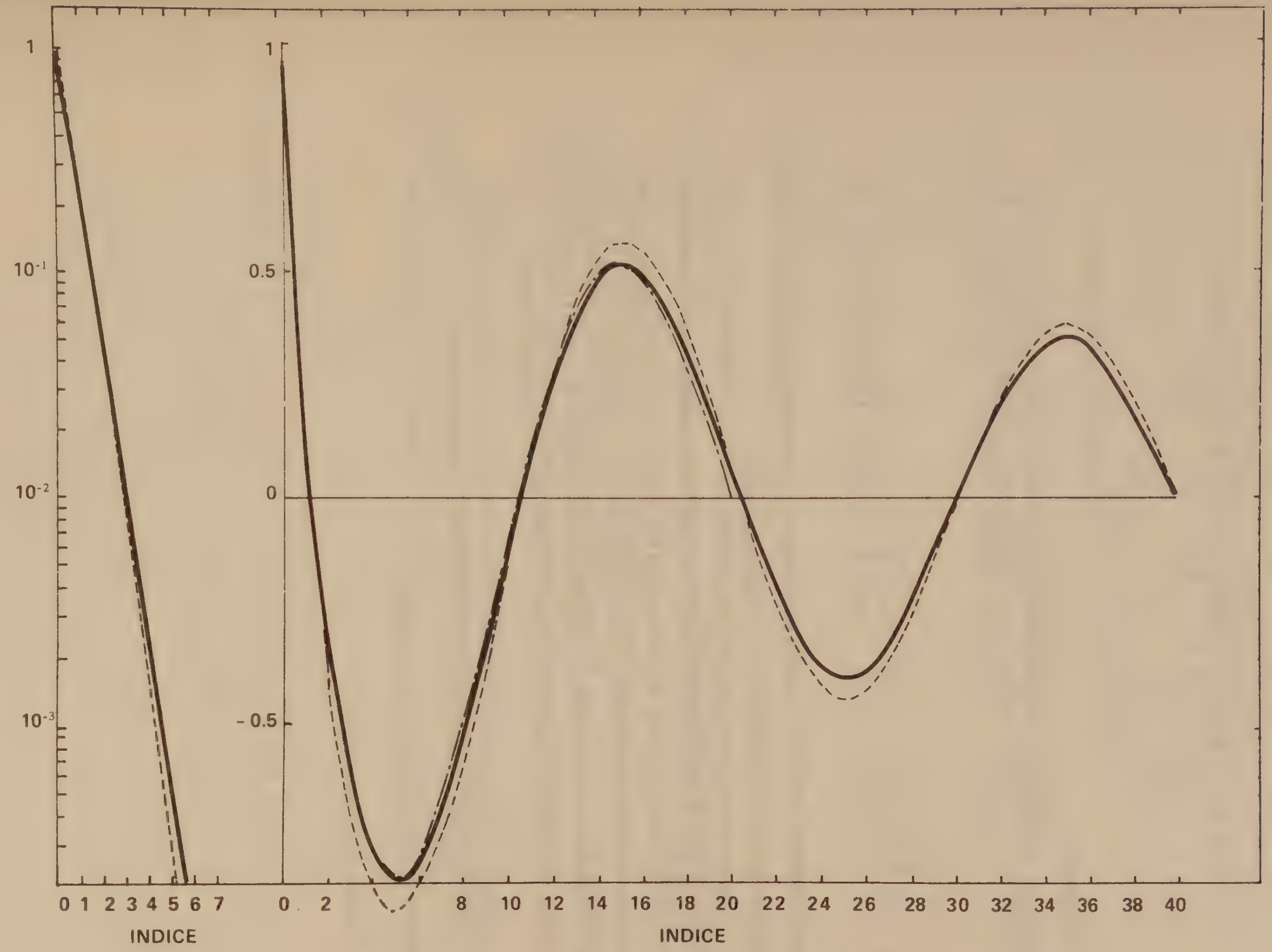


Fig. A2 Composantes F_i en fonction de l'indice i des fonctions propres du problème du transfert de particules.
—— diffusion isotrope (b = 0), 40 équations retenues
- . - . diffusion angulaire isotrope, 20 équations
- - - - - diffusion maximale vers l'avant (b = 1), 40 équations
A gauche, fonctions propres physiques, correspondant aux valeurs propres 1.9 (b = 0) et 2.28 (b = 1)
A droite, fonctions propres correspondant à $\lambda = 0.95$

Pour n grand, on a :

$$P_n(\cos\theta) = \sqrt{\frac{2}{\pi\, n \sin\theta}}\ \cos\left[\left(n+\frac{1}{2}\right)\theta - \frac{\pi}{4}\right] + \mathcal{O}(n^{-3/2})$$

et :

$$Q_n(\cos\theta) = \sqrt{\frac{\pi}{2\, n \sin\theta}}\ \cos\left[\left(n+\frac{1}{2}\right)\theta + \frac{\pi}{4}\right] + \mathcal{O}(n^{-1})$$

si

$$\theta \in [\epsilon, \pi - \epsilon],\ \epsilon > 0.$$

Par conséquent :

$$g_n(\cos 2\theta) = \frac{4\pi m}{m+1}\ \sqrt{\frac{\pi}{2\, n \sin\theta}}\ \frac{\cos\theta}{\cos\varphi}\ \cos\left[\left(n+\frac{1}{2}\right)\theta + \frac{\pi}{4} - \varphi\right]$$

avec :

$$\mathrm{tg}\,\varphi = \frac{2}{\pi}\left[\log\left|\mathrm{cotg}\frac{\theta}{2}\right| - \frac{m+1}{m}\ \frac{1}{\cos\theta}\right] = \frac{2}{\pi\cos\theta}\left[Q_1(\cos\theta) - \frac{1}{m}\right]$$

Ce développement rend bien compte de la forme du vecteur propre pour $\lambda^2 = 0.9$ représenté sur la figure A2, et obtenu par le calcul matriciel.

On a aussi représenté sur la figure A2, le vecteur propre correspondant à la valeur propre $\lambda^2 = 0.9$, du système arrêté au 20è rang (il n'y a dans ce cas que 10 valeurs distinctes de λ^2, et il est fortuit qu'on obtienne encore la valeur 0.9; seule la plus grande valeur est conservée dans tous les cas dès que le rang du système dépasse 4 ou 5). On constate que la différence avec le vecteur propre obtenu pour le rang 40, est négligeable pour $n < 15$.

II. RESOLUTION DU SYSTEME D'EQUATIONS (25') (section I.3.f.)

La méthode est la même que précédemment.

Les matrices A et P, deviennent :

$$A = \begin{pmatrix} 0 & m+1 & 0 & 0 & & \\ \frac{1}{3p} & 0 & \frac{2}{3p} & 0 & \dots & \\ 0 & \frac{2}{5} & 0 & \frac{3}{5} & 0 & \dots \\ 0 & \dots & & & & \end{pmatrix}$$

$$P = \begin{vmatrix} \sqrt{m+1} & 0 \ldots & & \\ & \dfrac{1}{\sqrt{3\,p}} & & \\ 0 \ldots & & \dfrac{1}{\sqrt{5}} & \\ & & & \dfrac{1}{\sqrt{7}} \end{vmatrix}$$

et, dans B, il faut diviser q_1 et q_2 par p.

Nous avons fait le calcul des valeurs et vecteurs propres en arrêtant le système au 40è rang pour les valeurs suivantes des paramètres,

$$b = \frac{1}{3}$$

$$m = 9$$

et donc $p = 0.7$

Seule la plus grande valeur λ^2 est chargée par rapport au cas de diffusion isotrope et vaut maintenant 5.16 au lieu de 3.62 (ces deux quantités sont dans le rapport 1/p).

Les autres valeurs propres sont inchangées. Quant aux composantes des vecteurs propres correspondant aux valeurs propres $\lambda^2 = 5.16$ et $\lambda^2 = 0.9$, elles sont représentées sur la figure A2. Elles diffèrent très peu des résultats obtenus pour une diffusion isotrope.

En conclusion, on peut dire que la seule modification apportée par l'introduction d'une diffusion anisotrope de coefficient p est l'augmentation de la plus grande valeur propre d'un facteur approximativement égal à $1/\sqrt{p}$.

APPENDICE A3

DONNEES GEOMETRIQUES RELATIVES AU SONDEUR A DIFFUSION INCOHERENTE DE SAINT-SANTIN - NANCAY

Cette étude, réalisée en grande partie par Guy Vasseur,pourra être utile quand il faudra refaire les calculs pour les nouvelles stations de réception.

I. Données géométriques

A - Coordonnées géographiques de Nançay et Saint-Santin

Ces coordonnées sont déduites de l'étude de l'I.G.N. (Janvier 1964). Les coordonnées qui nous intéressent ici sont celles des centres géométriques des miroirs principaux aux deux stations.

	Latitude	Longitude (Est)	Altitude
Saint-Santin	$49^G.6096''.98$	$2^G.4377''.58$	351 m
	44°.6487	2°.1940	
Nançay	$52^G.6364''.45$	$2^G.4424''.29$	157 m
	47°.3728	2°.1982	

La distance linéaire est de 302 766 m.

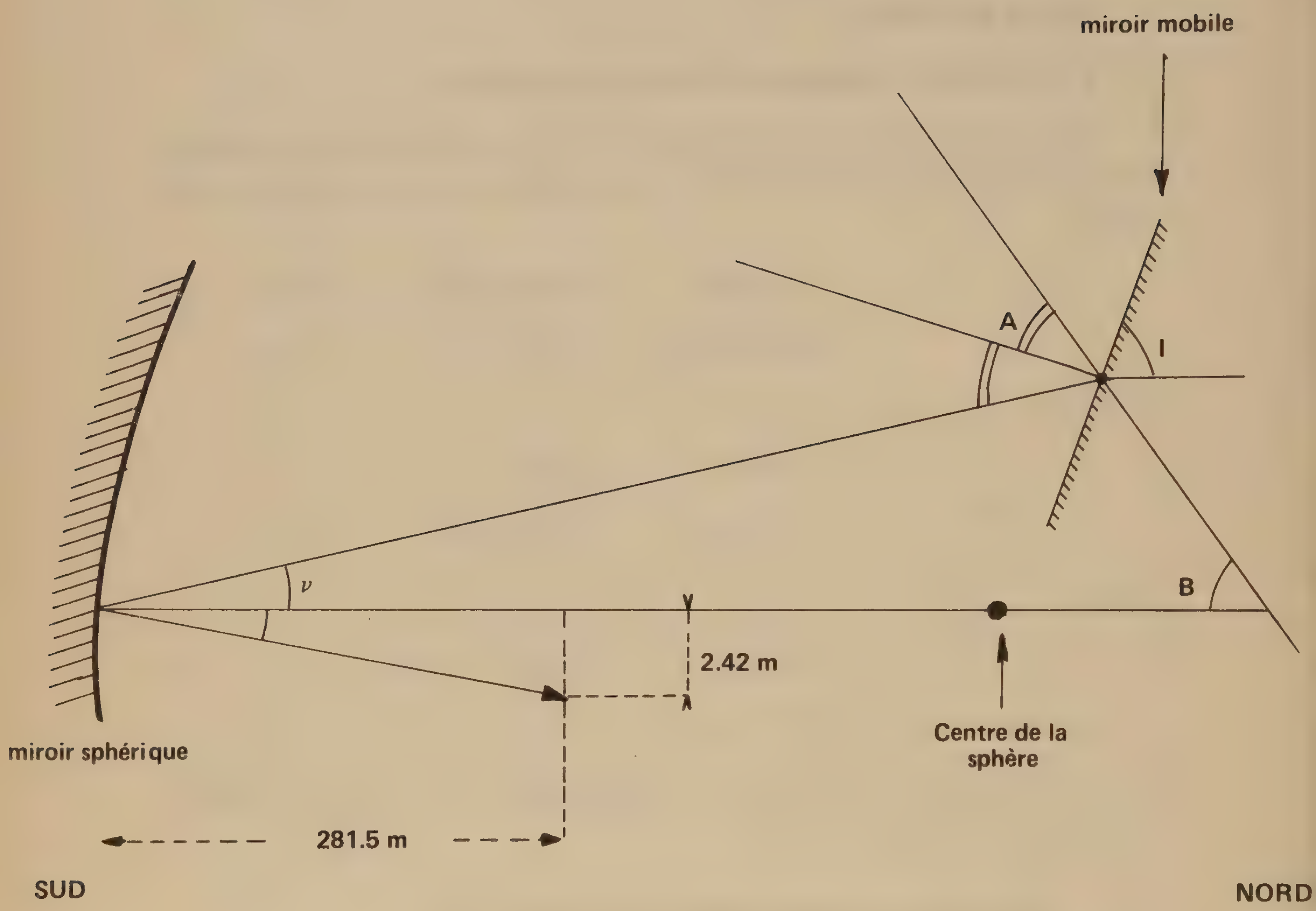
Le plan méridien de Nançay a un azimut géographique de $199^G.9982$ et ce plan passe à 342 m à l'Est de Saint-Santin.

B - Disposition de l'antenne mobile de Nançay (figure A3-1)

Cote du foyer utilisé	: 135.62 m
Cote du centre du sphérique	: 138.044 m
Distance horizontale	: 281.5 m

Si ν est l'inclinaison sur l'horizontale du rayon qui, partant de la source arrive au centre du miroir sphérique, on a :

$$\operatorname{tg} \nu = \frac{2.42}{281.5} \qquad \nu = 0.493°$$



COUPE MERIDIENNE DE L'ENSEMBLE DE RECEPTION DE NANÇAY

Fig. A. 3.1

L'angle d'incidence A du rayon sur le miroir plan est :

$$A = 90° - I + \nu = 90°.493 - I$$

L'inclinaison B du rayon émergent par rapport à l'horizontale est :

$$B = A + 90° - I = 180°.493 - 2\,I$$

La déclinaison δ de l'axe de visée est (figure A3-2)

$$\delta = B + 47°.373 - 90° = 137°.866 - 2\,I$$

d'où

$$I = 68°.933 - \frac{\delta}{2}$$

L'angle C entre la verticale de Saint-Santin et l'axe de visée devient :

$$C = 44°.649 - \delta = 2\,I - 93°.217$$

C - Choix d'un repère (figure A3-3)

On choisit un repère S x y z lié à Saint-Santin (S). 0x dirigé vers le Nord, 0z vers le haut (passant par le centre de la France, 0). Le repère N X Y Z lié à Nançay (N) a son axe NZ dans la direction du faisceau et NY est parallèle à Sy. Comme on l'a vu au paragraphe A, on a :

$$IH = 342 \text{ m } (\# \text{ I'H'})$$

Appelons ρ le rayon de la terre qui, dans l'approximation de l'ellipsoïde (connaissance des temps, 1971), vaut pour une latitude de 46°:

$$\rho = 6378.160 \text{ km} \times 0,9982721$$

$$\rho = 6367.139 \text{ km}$$

On a donc :

$$ON = \rho + 0.157$$

$$OS = \rho + 0.351$$

Les relations de trigonométrie plane permettent d'écrire :

$$SH^2 = ON^2 + OS^2 - 2\,ON.OS \cos\alpha$$

soit :

$$SH = 302.703 \text{ km}$$

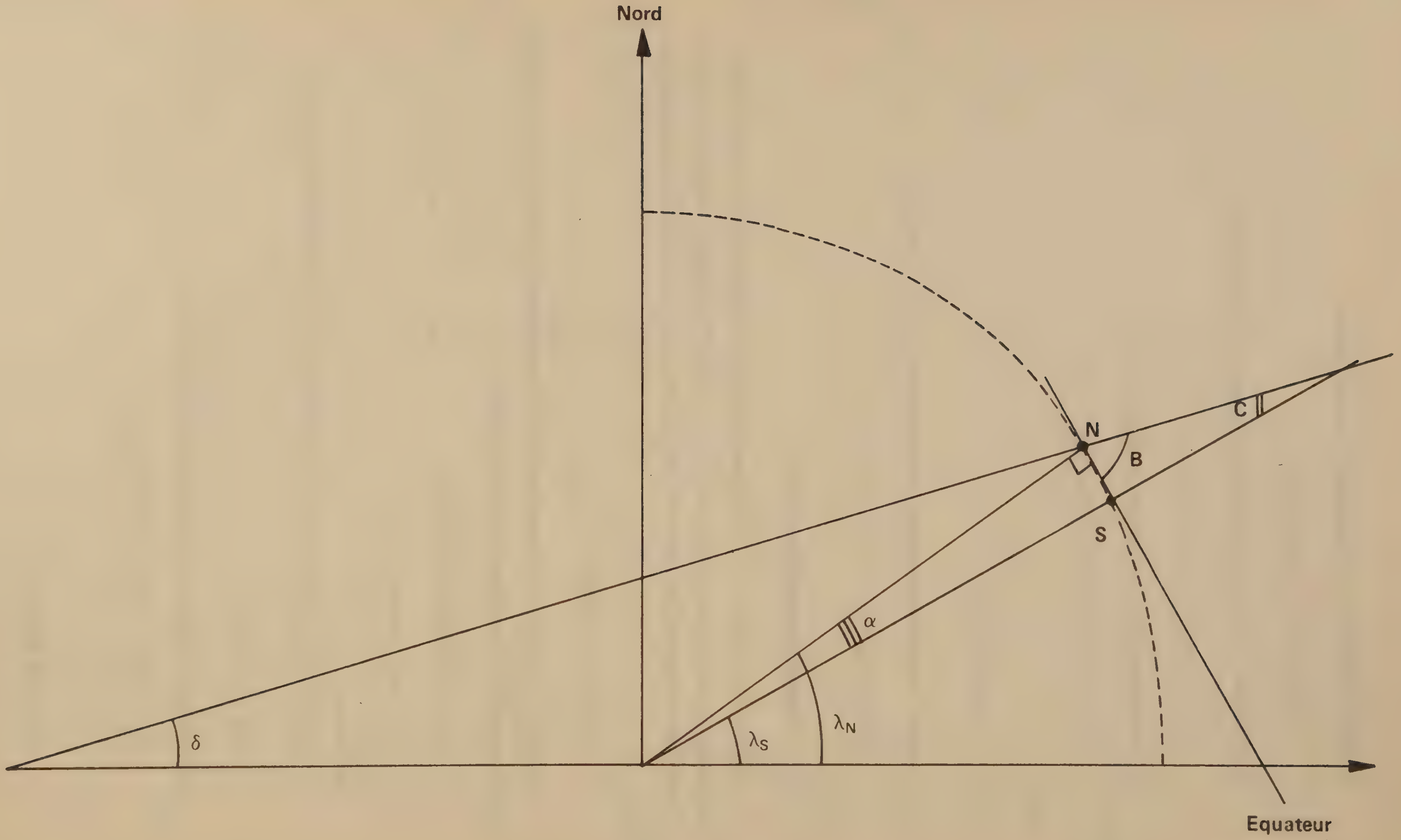
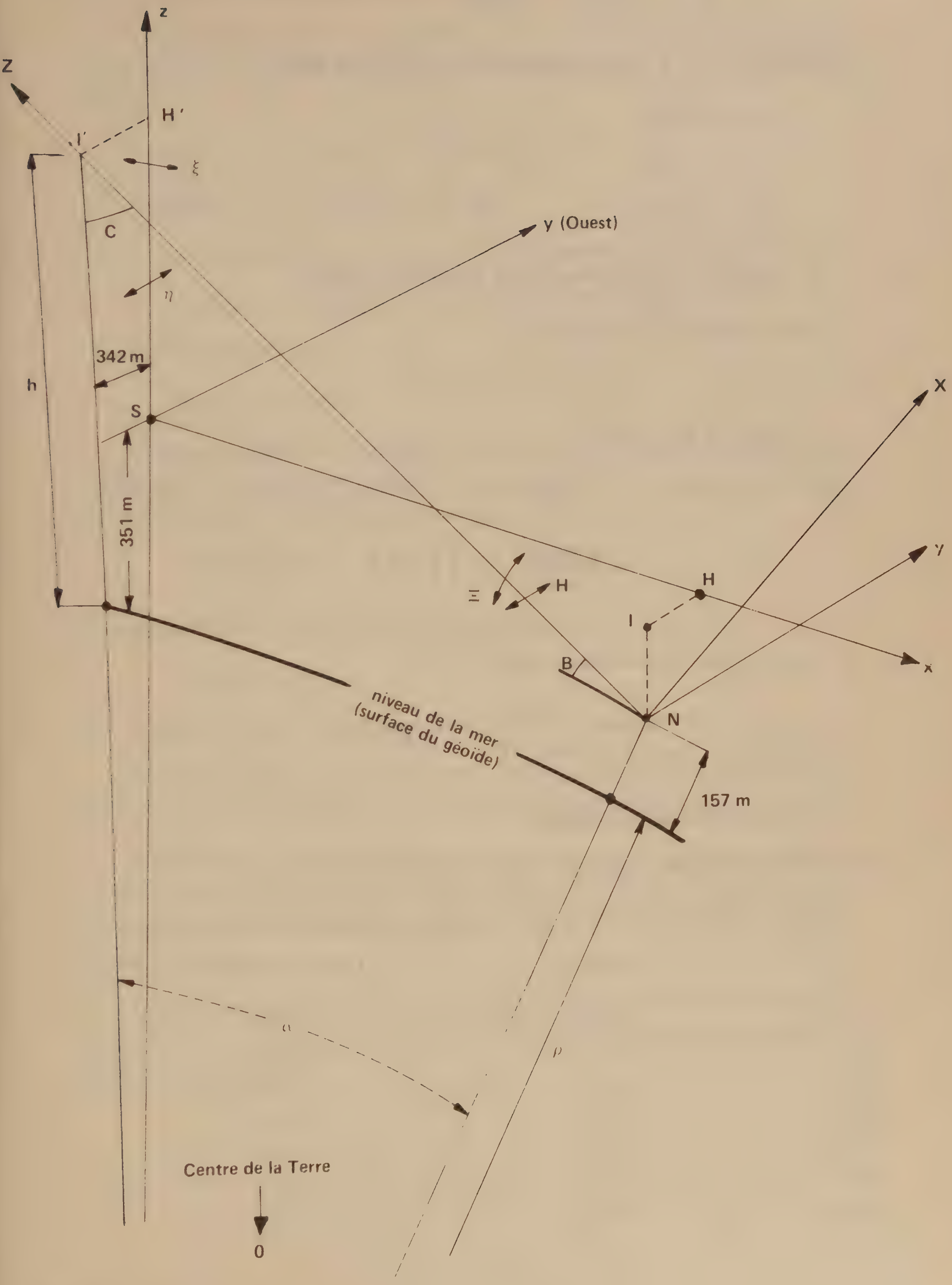


Fig. A. 3,2


z
Z
H'
I'
ξ
C
y (Ouest)
η
342 m
h
S
351 m
X
Y
Ξ
H
H
I
B
x
N
niveau de la mer
(surface du géoïde)
157 m
α
ρ
Centre de la Terre
0
Fig. A. 3.3

$$IN = \left(\frac{OS}{\cos\alpha} - ON\right)\cos\alpha = 7.389 \text{ km}$$

Dans le repère S x y z les coordonnées de Nançay sont donc :

x_2 = 302 703 m

y_2 = – 342 m

z_2 = – 7 389 m

D - Altitude de visée et inclinaison du miroir plan à Nançay

Dans le triangle I'ON on peut écrire :

$$\frac{I'O}{\sin\left(\frac{\pi}{2} + B\right)} = \frac{NO}{\sin(C)}$$

soit :

$$h = \frac{\rho + 0.157}{\sin C} \times \sin\left(\frac{\pi}{2} + B\right) - \rho$$

soit, compte tenu de l'inclinaison des miroirs :

$$h(km) = \frac{6367.296 \times \sin(270°.493 - 2\,I)}{\sin(2\,I - 93°.217)} - 6367.139$$

E - Autres éléments géométriques

- Direction du champ magnétique terrestre au-dessus de Saint-Santin

Analyse d'après les coefficients de CAIN (1960) corrigés pour 1970.

h	Inclinaison	Déclinaison (Ouest)
100	60°.97	5°.18
200	60°.87	5°.37
300	60°.79	5°.55
400	60°.72	5°.72
600	60°.59	6°.06
800	60°.50	6°.36
1000	60°.43	6°.66

- Coordonnées magnétiques et géomagnétiques

La latitude géomagnétique λ_{gmS} de Saint-Santin s'obtient dans l'approximation du dipôle centré. On prend comme coordonnées géographiques du Pôle Nord les valeurs suivantes :

— Latitude $\lambda_{Nm} = 78°.5$ Nord

— Longitude $L_{Nm} = -69°$ Est

La latitude géomagnétique λ_{gmS} de Saint-Santin est alors donnée par :

$$\sin(\lambda_{gmS}) = \sin\lambda_{Nm}\sin\lambda_S + \cos\lambda_{Nm}\cos\lambda_S \times \cos(L_{Nm} - L_S)$$

On trouve alors :

$$\lambda_{gmS} = 47°.3 \text{ Nord}$$

Cependant, dans la zone considérée, l'approximation du dipôle centré s'éloigne appréciablement de la configuration réelle du champ magnétique. C'est pourquoi, on préfère souvent la définition de la latitude magnétique λ_{mS} définie par :

$$\text{tg}\,\lambda_{mS} = \frac{1}{2}\,\text{tg}\,I$$

Si on prend $I = 61°$ (valable pour 100 km), on trouve alors :

$$\lambda_{mS} = 42° \text{ Nord}$$

- Lignes de force du champ magnétique

Les lignes de force du champ magnétique ont été calculées par le programme PSUIV (note de J. Bitoun, GRI/NT/64), à l'aide des coefficients de CAIN corrigés pour 1970.

La projection sur le plan méridien géographique de quelques lignes de force ayant pour origine un point à la verticale de Saint-Santin est illustrée par la figure A3-4. On a pris comme point de départ les points à une altitude de 0, 200, 400 et 800 km d'altitude à la verticale de Saint-Santin.

La table suivante donne les points magnétiquement conjugués de ces divers points, c'est-à-dire les coordonnées géographiques de l'autre extrémité de la ligne de force correspondant à la même altitude.

Altitude	Point conjugué	
	Latitude	Longitude (Est)
0	– 32.92	19.09
200	– 33.77	18.27
400	– 34.52	18.69
800	– 35.79	19.81

II. Diagrammes de rayonnement des deux antennes

A - Diagramme de rayonnement de l'antenne de Saint-Santin

La mesure du diagramme du rayonnement a été faite par observation du champ reçu sur le grand réflecteur sous la direction de M. CARRU.

On caractérise le gain de l'antenne par la fonction GS (ξ, η), ξ et η étant les angles entre la direction considérée et les plans xSz et ySz. On a représenté sur la figure A3-5, diverses coupes Est-Ouest GS (ξ) à η fixé. On voit que le maximum est légèrement décalé vers l'ouest d'un angle :

$$\mu \simeq 0°.06 = 1.05\ 10^{-3} \text{ rd.}$$

B - Diagramme de rayonnement de l'antenne de Nançay

Les mesures sont faites en positionnant le miroir de façon à enregistrer le flux d'une radiosource ponctuelle défilant dans le lobe principal de l'antenne. Si le site de visée correspond à la déclinaison S_0 de la radiosource, la puissance reçue est alors proportionnelle au gain de l'antenne GN (O, H), H étant proportionnel à la différence de temps entre le temps de l'observation et le temps du passage de la radiosource au méridien de Nançay. Si le site de visée correspond à une déclinaison légèrement différente de δ_0 on a alors accès à :

$$GN\ (\delta_0 - \delta\ , H)$$

- Réduction des enregistrements de radiosource

Des étalonnages précis ont pu montrer que la réponse de l'enregistreur de radiosources est en $(S + B)^{0.58}$, S étant le signal et B le bruit.

Si x est la déviation de la plume due au passage de la radiosource (en mm), on a :

$$x + a = k\ (S + B)^{0.58}$$

On peut déterminer la valeur de a, une constante, et on trouve :

$$a = 500$$

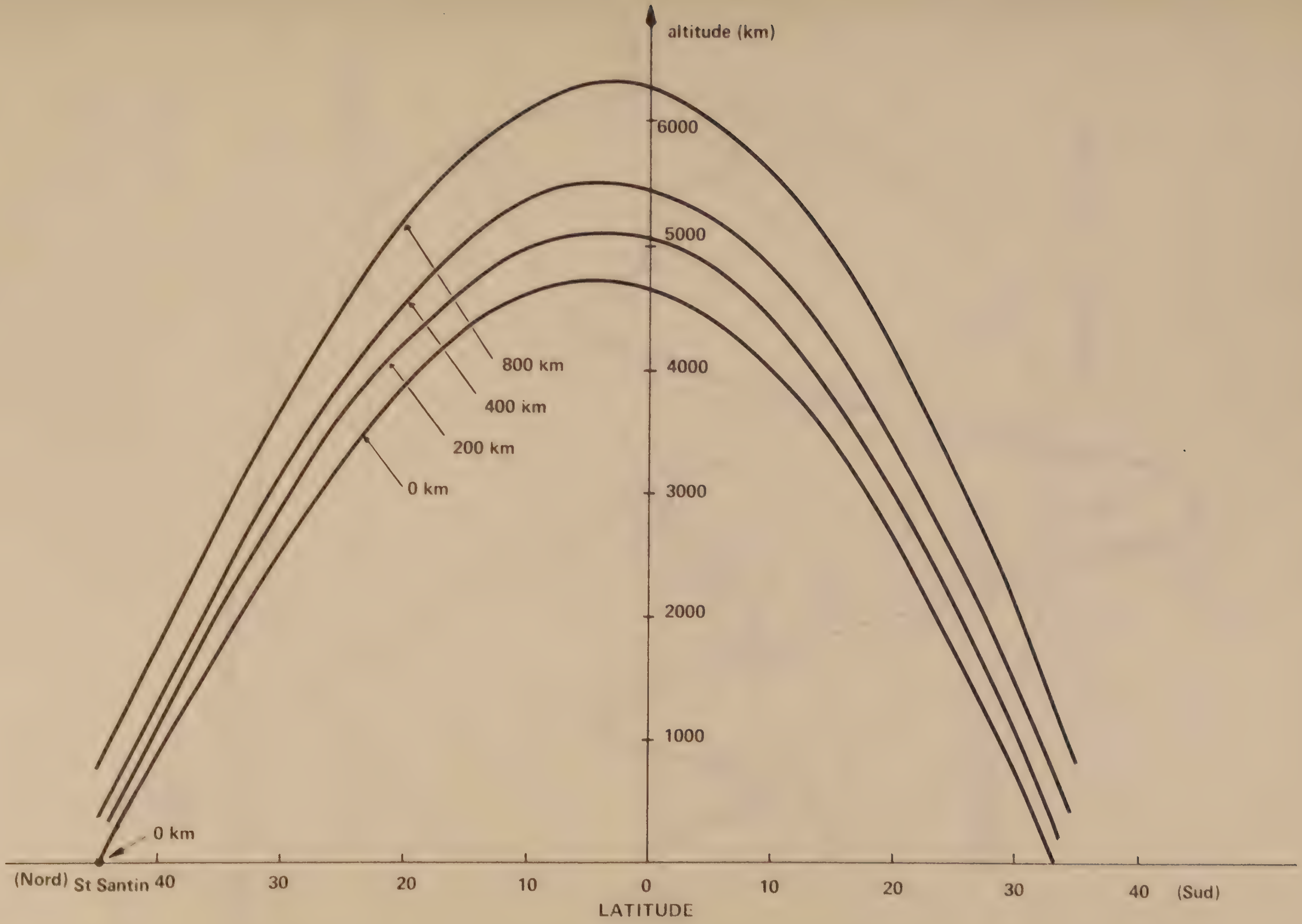

altitude (km)
6000
5000
4000
3000
2000
1000
800 km
400 km
200 km
0 km
0 km
(Nord) St Santin 40
30
20
10
0
10
20
30
40
(Sud)
LATITUDE

Fig. A. 3,4

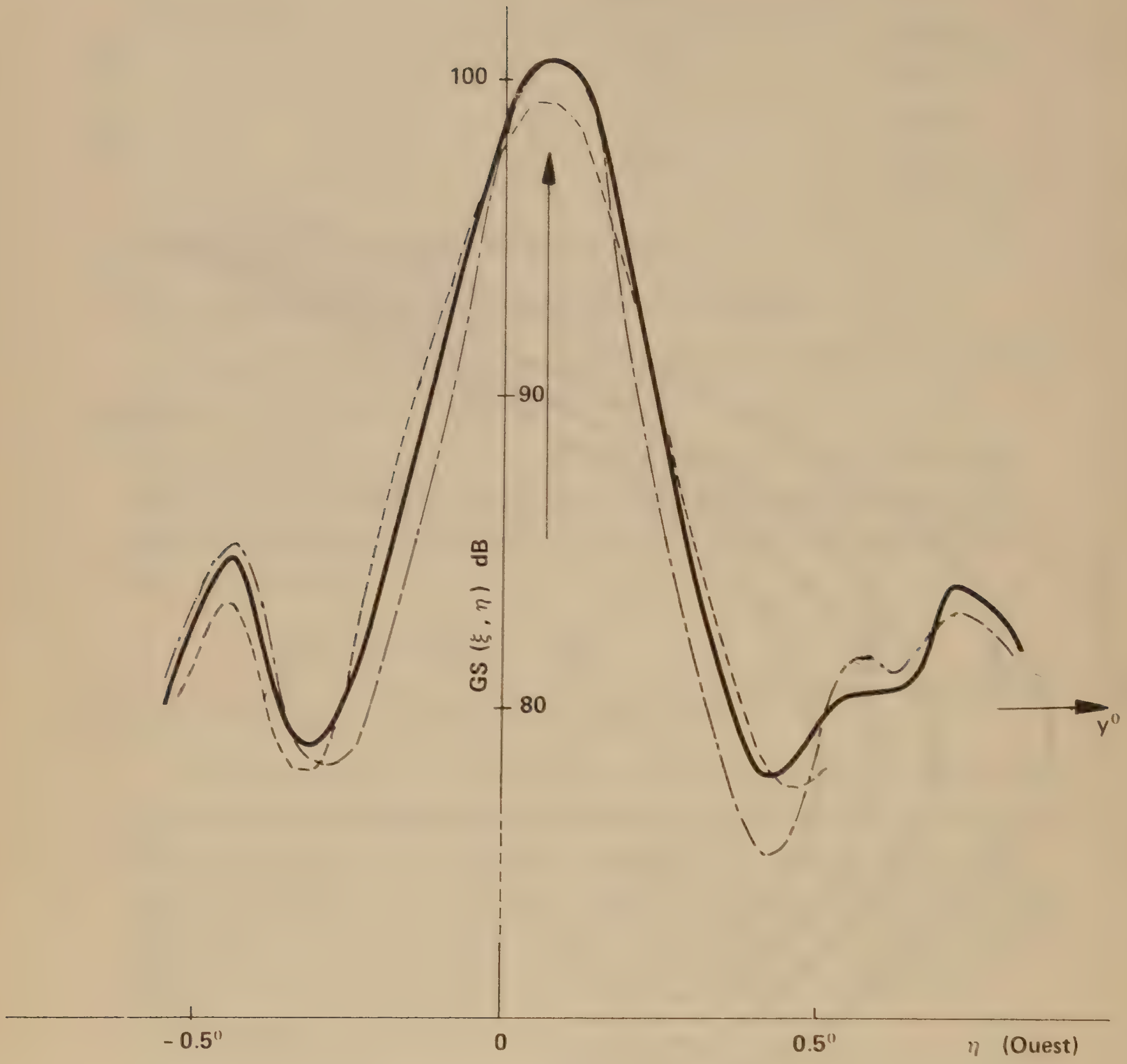


Fig. A. 3,5

Coupe Est Ouest du lobe de Saint-Santin

X = - 0.307°
X = - 0.062°
X = + 0.187°

Max pour $\eta = 0.06°$

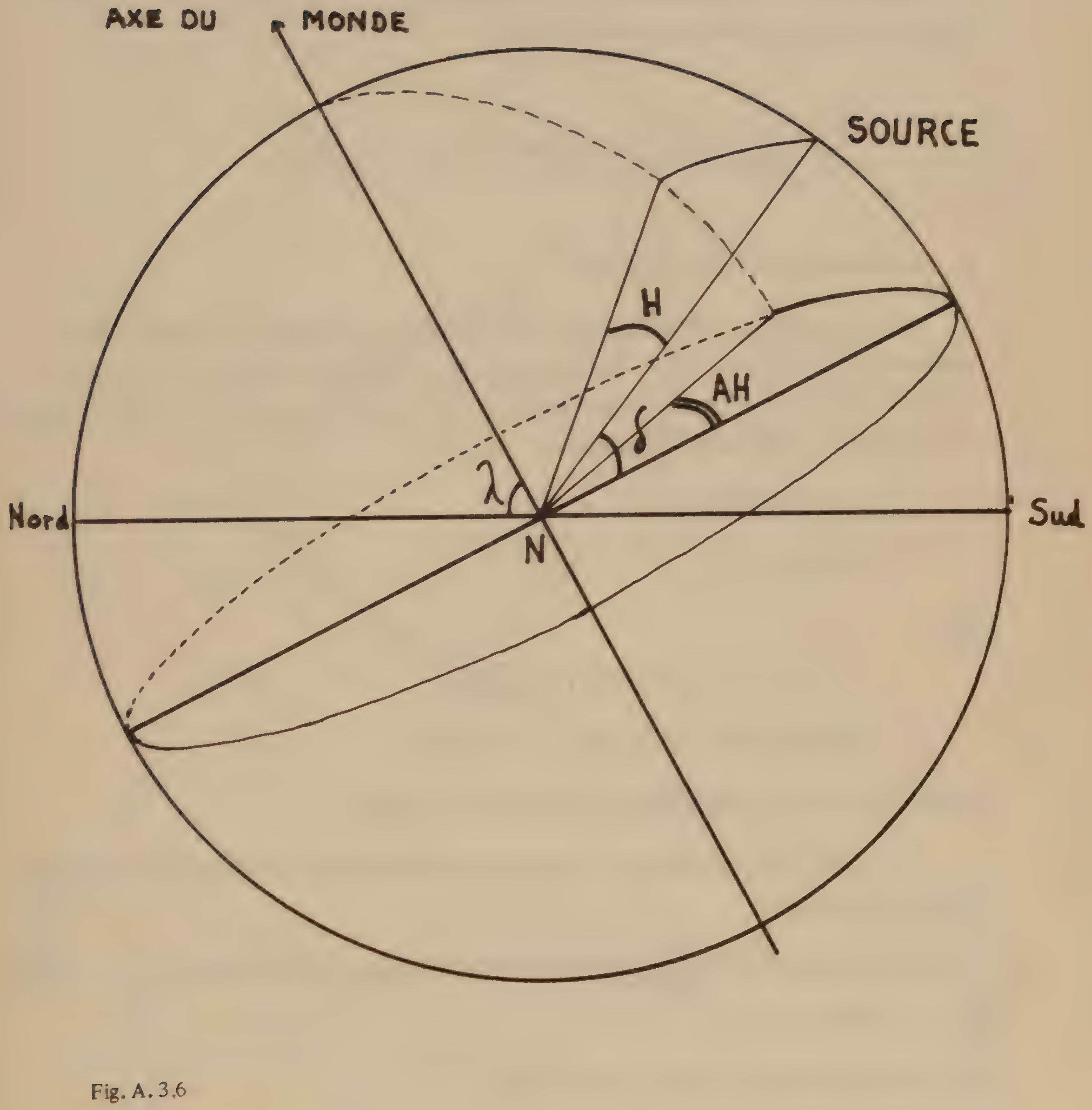


Fig. A. 3.6

Si on pose s = 1/0.58, les signaux S et S_0 correspondant aux déviations x et x_0 sont alors reliés par :

$$\frac{S}{S_0} = \frac{(1+\frac{x}{a})^s - 1}{(1+\frac{x_0}{a})^s - 1} \simeq \frac{x}{x_0} \quad \frac{1 + (s-1)/2a \times x}{1 + (s-1)/2a \times x_0}$$

Si maintenant x_0 est la déviation due à l'addition d'un bruit B_0 de 20° environ, le signal S pourra s'exprimer en fonction de B_0 et x_0 par :

$$S_{degrés} \simeq B_0 \frac{x}{x_0} \left[1 + 7.25 \times 10^{-2} \frac{x - x_0}{100} \right]$$

- Relation entre le temps et l'angle

Une radiosource est caractérisée par sa déclinaison δ par rapport à l'équateur géographique et son ascension droite α . Les catalogues de radiosources donnent la valeur de α et δ relatives au 1er janvier 1960. On doit les convertir à une époque donnée en tenant compte des variations annuelles $\Delta\alpha$ et $\Delta\delta$ suivantes :

$$\Delta\alpha = m + n \sin \alpha \operatorname{tg} \delta$$

$$\Delta\delta = n \cos \alpha$$

avec

$$m = 46''.08506 + 0''.27945\, t + 0''.00012\, t^2$$

$$n = 20''.04685 - 0''.085533\, t - 0''.00037\, t^2$$

t étant le temps à partir de 1900 en millier d'années tropiques.

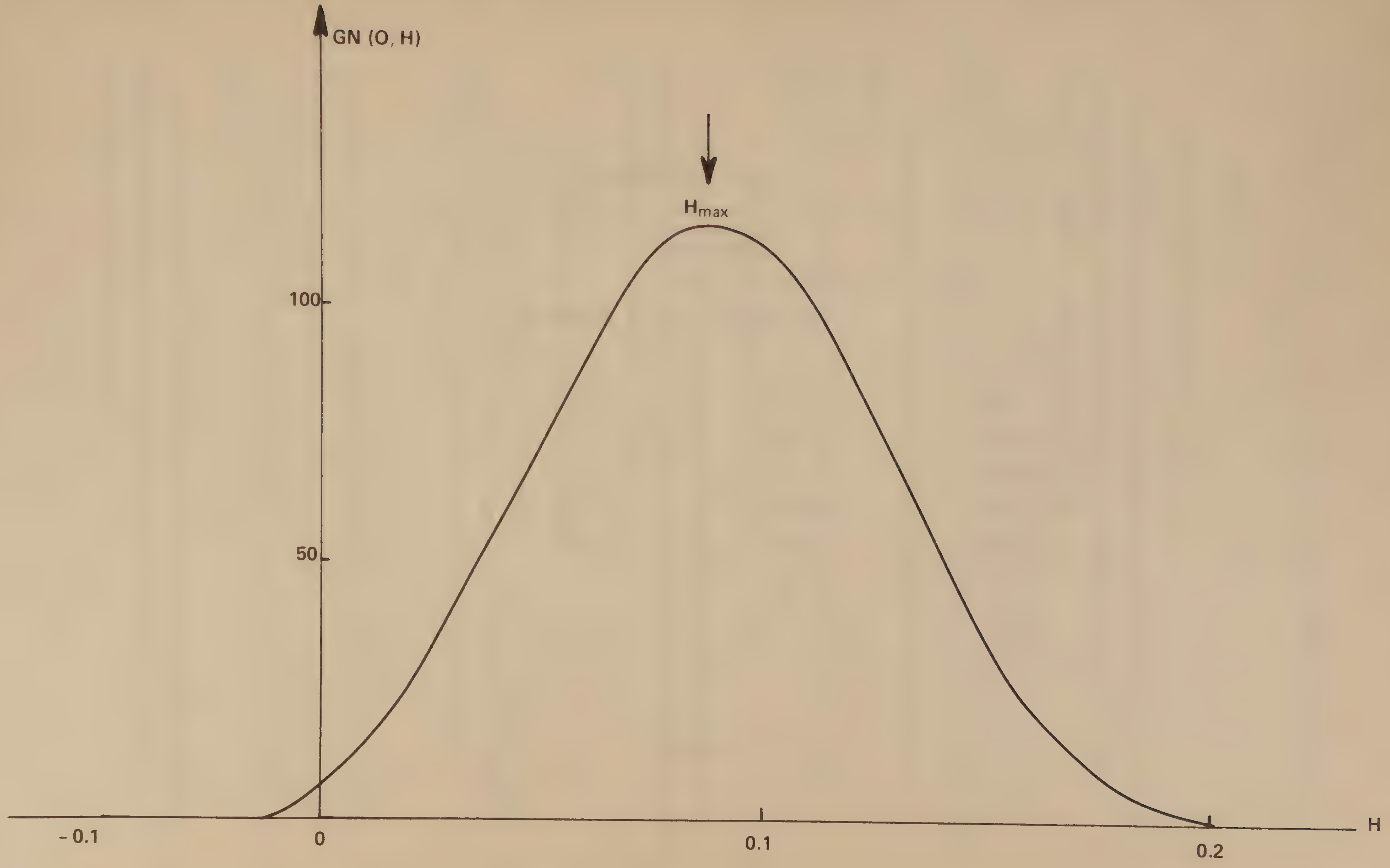
A Meudon existe un programme calculant les valeurs de α et δ relatives à une époque donnée (Chamaraux).

Pour la station de Nançay, on repère le temps sidéral local T S défini par :

(1) $\quad T\,S = A\,H + \alpha$

A H est l'angle horaire de la source (figure A3-6).

Les enregistrements de radiosource sont étalonnés en temps sidéral, par l'intermédiaire de «tops de temps» toutes les 2 minutes (tenir compte de la «correction d'horloge» qui est voisine de 1 s).



Fg Fig. A. 3,7

TABLE 1

Source	Declinaison δ	$\Delta\alpha = TS_\circ - AH$ Secondes	$\Delta\alpha \cos\delta$
3 C 171	54° 11’	33.4 ± 2.	19.5 ± 1.5
3 C 159	40° 5’	24.1 ± 4.*	18.5 ± 2.5
3 C 234	28° 55’	22.4 ± 2.	19.6 ± 2.0
Virgo A	12° 33’	20.6 ± 1.	20.1 ± 1.0
3 C 273	2° 12’	20.1 ± 0.5	20.1 ± 0.5
Hydre	- 12° 58°	20.9 ± 1.	20.4 ± 1.0

Moyenne de $\Delta\alpha \cos\delta$: 20.0 secondes
soit 1.45 x 10^{-3} rd (± 0.05 x 10^{-3} rd)
soit 0.083°

* Enregistrement dissymétrique

La relation (1) permet de convertir les valeurs de temps sidéral en angle horaire et donc en angle H par la relation (figure A3-6).

$$H = A\,H \cos \delta$$

- **Résultats déduits de l'observation de 3C273**

La figure A3-7 représente, en fonction de l'angle H, la coupe horizontale G N (O, H), lorsque l'antenne est pointée dans la direction de la radiosource ($\delta = \delta_0 = 2^\circ.12'.8$). G N (O, H) est maximum pour $H = H_{max} \simeq 0^\circ.085$.

Plusieurs mesures ont été faites pour des déclinaisons δ légèrement différentes de δ_0. En portant en fonction de $\delta_0 - \delta$, c'est-à-dire Ξ , la valeur de la puissance maximum reçue (pour $H = H_{max}$), on obtient alors une «coupe verticale» G N (Ξ, H_{max}) (voir figure A3-8).

Ces deux courbes permettent de calculer le gain de l'antenne en tout point si l'on suppose :

i) que la coupe horizontale de G N a la même forme pour toute valeur de Ξ. On a alors :

$$G\,N\,(\Xi, H) = G\,N\,(O, H) \times G\,N\,(\Xi, H_{max})$$

ii) que le gain ne varie pas lorsqu'on modifie l'inclinaison du miroir. Ceci peut se justifier par le fait que la hauteur équivalente du miroir mobile est supérieure à la hauteur du miroir fixe lorsque les altitudes visées sont inférieures à 550 km.

C - Problème du recoupement des lobes principaux

Le fait que l'antenne de Nançay ait un axe radioélectrique qui n'est pas contenu dans le plan méridien a été vérifié par des mesures sur plusieurs radiosources à des déclinaisons différentes. Sur la table 1, on a porté pour chacune de ces sources la différence :

$$\Delta\alpha = T\,S_0 - A\,H$$

qui représente l'écart entre le temps sidéral de la radiosource $T\,S_0$ (passage au méridien de la station) et l'heure A H du maximum de puissance observée. La valeur de $\epsilon = \Delta\alpha \cos \delta$ (ϵ : valeur de H correspondant au maximum du lobe) reste effectivement constante pour toutes les positions de l'antenne aux erreurs de mesure près, avec une valeur de .083° (vers l'Ouest).

Ceci est dû au fait que la source primaire n'est pas dans le plan méridien mais en est éloignée volontairement de 0.45 m vers l'Ouest. On doit donc s'attendre (figure A3-9) à ce que le faisceau soit incliné vers l'Ouest de :

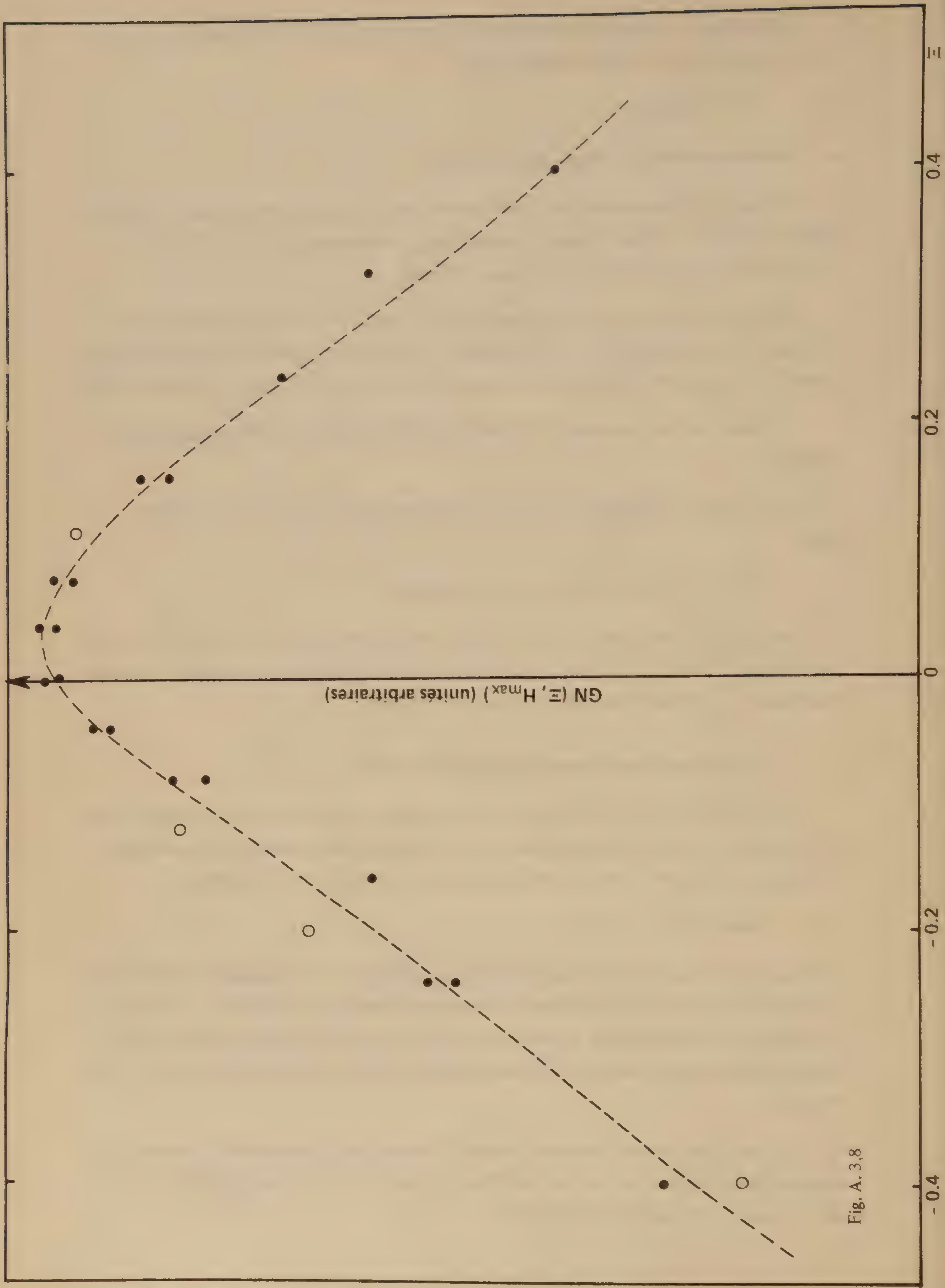


Fig. A. 3,8

Projection horizontale de l'ensemble de Nançay

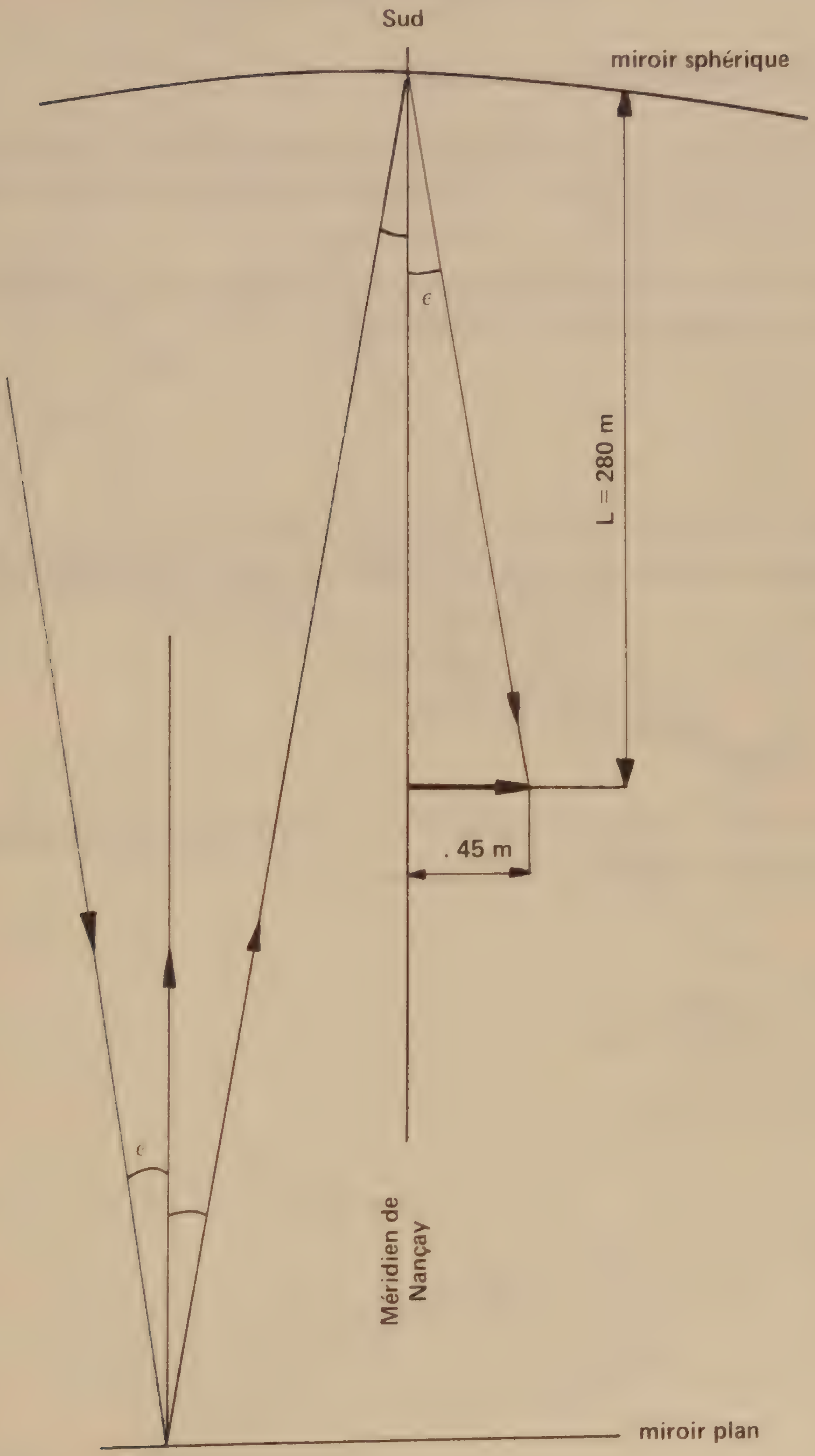


Fig. A. 3.9

$$\epsilon = \frac{0.45}{L} = 1.51 \times 10^{-3} \text{ rd} = 0.087°$$

valeur tout à fait en accord avec la précédente.

Afin de discuter le recoupement des axes des faisceaux de Nançay et de Saint-Santin, on utilise les notations de la figure A3-10 (sans tenir compte de la différence d'altitude entre Nançay et Saint-Santin).

Dans le plan ySz, l'axe d'émission est une droite (D) légèrement inclinée vers l'Ouest faisant avec la verticale un angle μ . A l'altitude h on a :

$$(D) \quad \begin{cases} x = 0 \\ y = \mu \, h \\ z = h \end{cases}$$

Par contre l'axe de réception décrit un cône d'axe N Y et d'angle au sommet $\frac{\pi}{2} - \epsilon$. L'intersection de ce cône avec le plan ySz est en première approximation une hyperbole (H) donnée par :

$$(H) \quad \begin{cases} x = 0 \\ x = - p + \epsilon \, l \simeq - p + \sqrt{l^2 + h^2} \, \epsilon \\ x = h \end{cases}$$

En exprimant ces valeurs en fonction de φ , e et d (Waldteufel : Etude de la tolérance sur la précision de l'implantation, 1965), on trouve :

$$(D) \quad \begin{cases} x = 0 \\ y \# \ d \ \dfrac{\text{tg} \, \varphi + e}{1 - 2 e \, \text{tg} \, \varphi} \ \mu \\ z \# \ d \ \dfrac{\text{tg} \, \varphi + e}{1 - 2 e \, \text{tg} \, \varphi} \end{cases}$$

$$(H) \quad \begin{cases} x = 0 \\ y \# - p + \dfrac{d}{\cos \varphi} \ \dfrac{\text{tg} \, \epsilon}{1 - 2 e \, \text{tg} \, \varphi} \\ z \# \ d \ \dfrac{\text{tg} \, \varphi + e}{1 - 2 e \, \text{tg} \, \varphi} \end{cases}$$

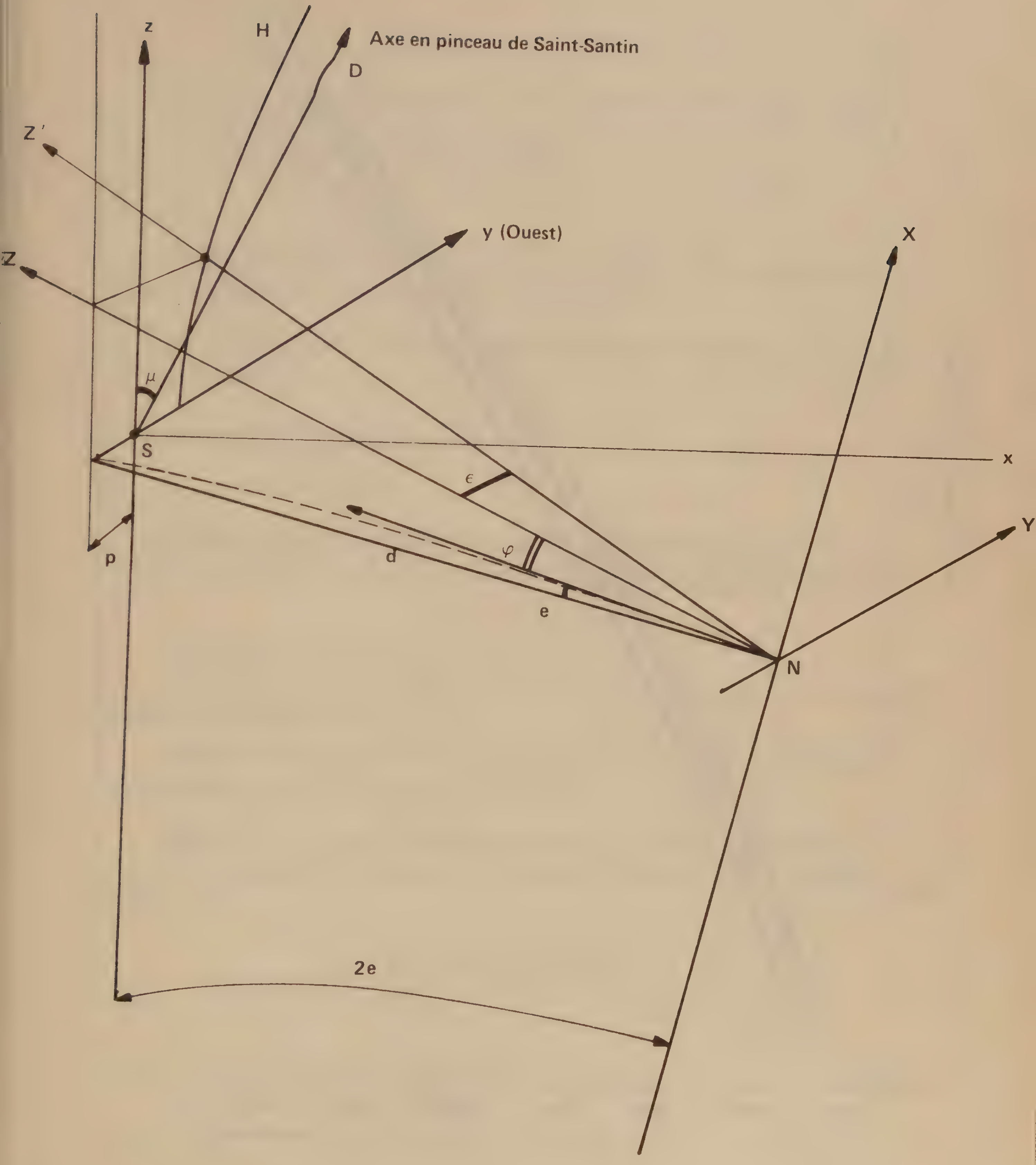
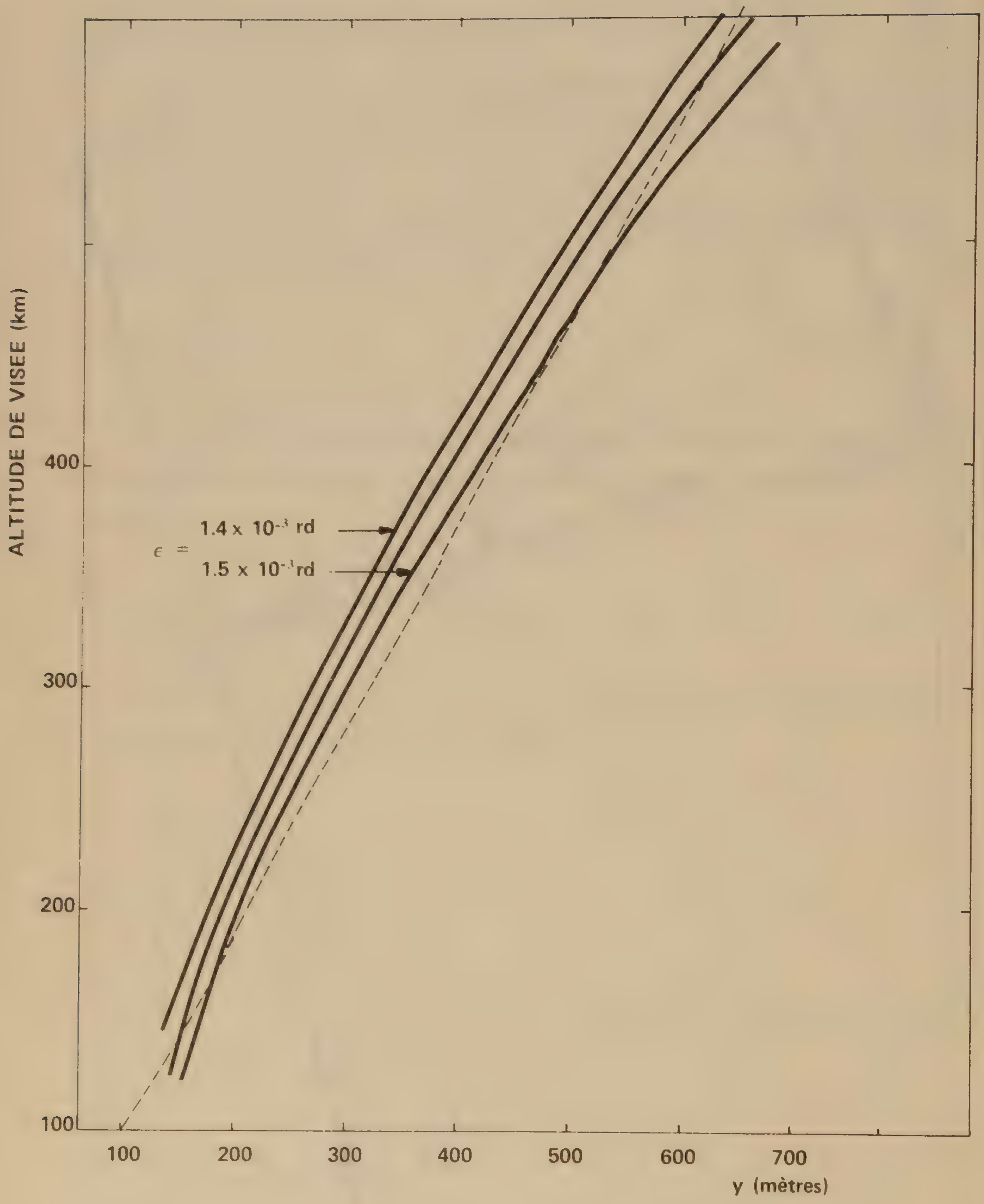


Fig. A. 3.10



ALTITUDE DE VISEE (km)
400
300
200
100
1.4 x 10⁻³ rd
ε =
1.5 x 10⁻³ rd
100
200
300
400
500
600
700
y (mètres)

Fig. A. 3,11

Le calcul a été effectué avec les valeurs suivantes :

$p = 342$ m

$d = 302$ km

$e = \frac{d}{2r} \quad 2.37 \times 10^{-2}$ rd

$\epsilon = 1.45 \times 10^{-3}$ rd $\pm 0.05 \times 10^{-3}$ rd

$\mu = 1.05 \times 10^{-3}$ rd

Les résultats sont portés sur la figure A3-11 dans le plan ySz. On a porté les projections des maxima des faisceaux de Nançay et Saint-Santin.

On voit que dans ces conditions le recoupement des axes est satisfaisant, compte tenu de la largeur des lobes.

III. Calcul simplifié du bilan de puissance

A - Hypothèses de calcul

On suppose que la terre est plane et que Nançay et Saint-Santin sont situés dans le même plan méridien, au niveau de la mer. La figure A3-12, illustre la géométrie du problème :

- z est l'altitude du point considéré,
- x et y sont respectivement dirigées vers le Nord et vers l'Est; on appelle ξ et η les angles entre S M et les plans ySz et xSz.
- X, Y, Z, sont les coordonnées relatives à Nançay et N Y est parallèle à S y. On appelle Ξ et H les angles entre N M et les plans Y SZ et Y S Z.

Supposant que le volume diffusant est homogène - ce qui est approximativement vérifié si les lobes principaux des faisceaux sont assez étroits - le signal S_i reçu est proportionnel à :

$$p = \iiint \frac{GS(\xi, \eta)\, GN(\Xi, H)}{z^2 \; Z^2} \, d\tau \qquad (2)$$

GS désigne le gain de l'antenne S,
GN désigne le gain de l'antenne N,
$d\tau$ est l'élément de volume que l'on peut écrire :

$$d\tau = z^2 \; d\xi \; d\eta \; dz$$

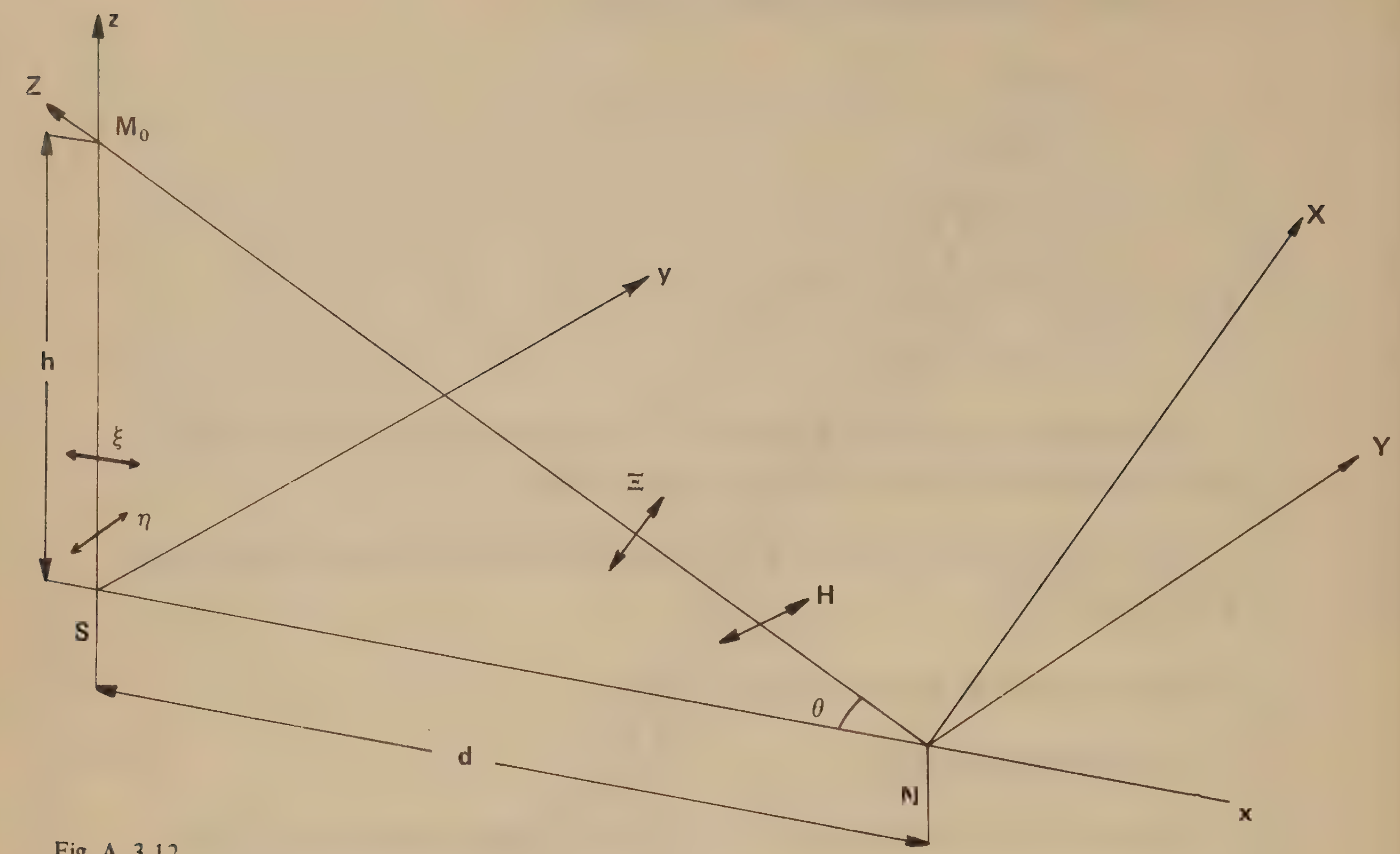


Fig. A. 3,12

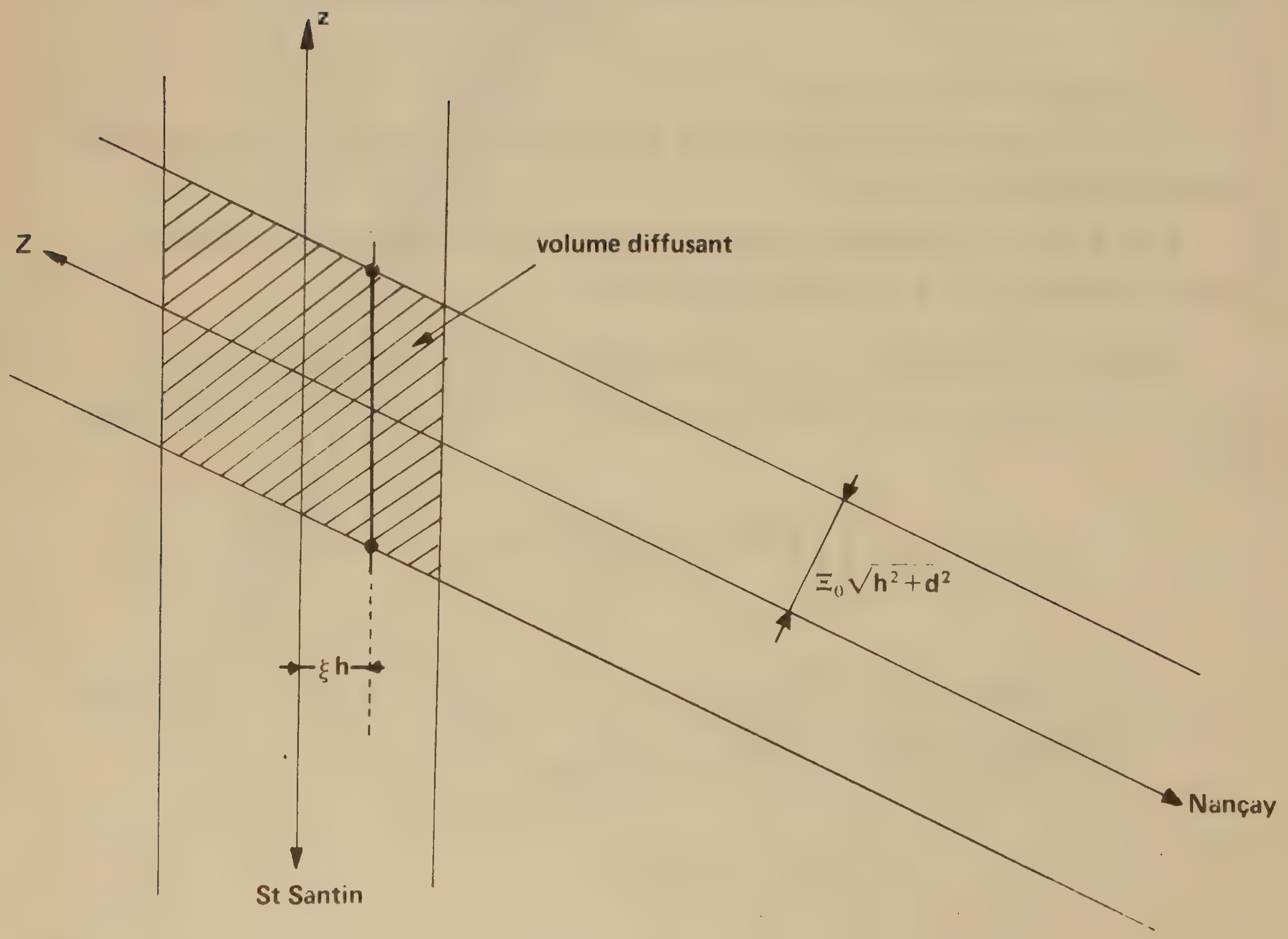


Fig. A. 3,13

soit :

$$p = \iiint \frac{GS(\xi, \eta)\, GN(\Xi, H)}{Z^2}\, d\xi\, d\eta\, dz \tag{3}$$

Pour un point M de coordonnéées (x, y, z) au voisinage du point M_0 de coordonnées (O, O, h) qui désigne l'intersection des lobes principaux des deux antennes, on a :

$$\begin{cases} X = \xi h \sin\theta + (z-h)\cos\theta \\ Y = \eta h \\ Z \simeq \sqrt{h^2 + d^2} \text{ (d désigne la distance S N)} \end{cases} \tag{4}$$

soit :

$$\Xi = \frac{X}{Z} \# \frac{\xi h \sin\theta + (z-h)\cos\theta}{\sqrt{h^2 + d^2}} \tag{5}$$

$$H = \frac{Y}{Z} \# \frac{\eta h}{\sqrt{h^2 + d^2}} = \eta \sin\theta \tag{6}$$

$$Z \# \sqrt{h^2 + d^2} \tag{7}$$

Le calcul analytique peut être conduit dans deux hypothèses :

- 1ère Hypothèse («Lobes carrés») – G S et G N sont des fonctions échelons (Petit, 1968) .

$$G S(\xi, \eta) = 1 \quad \text{si} \quad \begin{cases} - \xi_0 \leqslant \xi + \xi_0 \\ - \eta_0 \leqslant \eta + \eta_0 \end{cases} \quad \text{et}$$

$$G S(\xi, \eta) = 0 \quad \text{ailleurs}$$

$$G N(\Xi, H) = 1 \quad \text{si} \quad \begin{cases} - \Xi_0 \leqslant \Xi \leqslant + \Xi_0 \\ - H_0 \leqslant H \leqslant + H_0 \end{cases} \quad \text{et}$$

$$G N(\Xi, H) = 0 \quad \text{ailleurs}$$

- 2ème Hypothèse («Lobes gaussiens») – G S et G N sont définis par :

$$G\,S\,(\xi, \eta) = \exp\left(-\frac{\xi^2}{\xi_0^2} - \frac{\eta^2}{\eta_0^2}\right) \qquad \text{et}$$

$$G\,N\,(\Xi, H) = \exp\left(-\frac{\Xi^2}{\Xi^2} - \frac{H^2}{H_0^2}\right)$$

B - Calcul dans l'hypothèse des «lobes carrés»

Cette hypothèse correspond à celle qui était utilisée dans le programme de dépouillement avant 1972 (Petit, 1968). On a alors :

$$p_1 = \iint \frac{G\,(\xi, \eta)}{h^2 + d^2}\, d\xi\, d\eta \int GN\,(\Xi, H)\, dz \tag{8}$$

Il est aisé de voir que la dernière intégrale vaut (figure A3-13) :

$$2\,\frac{\Xi_0 \sqrt{h^2 + d^2}}{\cos\theta} \times F\,(H)$$

avec :

$$F\,(H) = 1 \quad \text{si } - H_0 \leqslant H \leqslant H_0\,, \text{ soit} : -\frac{H_0\sqrt{h^2 + d^2}}{h} \leqslant \eta \leqslant \frac{H_0\sqrt{h^2 + d^2}}{h}$$

$$F\,(H) = 0 \quad \text{ailleurs}$$

D'où :

$$p_1 = \int_{-\xi_0}^{+\xi_0} d\xi \int_{-\eta_0}^{+\eta_0} 2\,\frac{\Xi_0 \sqrt{h^2 + d^2}}{(h^2 + d^2)\cos\theta}\, F\,[H\,(\eta)]\, d\eta \tag{9}$$

On obtient alors :

$$p_1 = 8\,\frac{\Xi_0\, \xi_0\, \eta_0}{d}\, \min\left(1, \frac{H_0}{\eta_0 \sin\theta}\right) \tag{10}$$

Ce qui correspond à la formule utilisée par Petit (1968). En dessous de l'altitude où $\eta_0 = H_0 \cdot \sin\theta$, p est constant ; au-dessus, p varie en $1/\sin\theta$.

C - Calcul dans l'hypothèse des «lobes gaussiens»

Compte tenu de (5) et (6) l'intégrale s'écrit :

$$p_2 = \frac{1}{h^2 + d^2} \iiint \exp\left[-\frac{\xi^2}{\xi_0^2} - \frac{\eta^2}{\eta_0^2} - \frac{\eta^2 \sin^2\theta}{H_0^2} - \frac{\left(\xi \sin^2\theta + \frac{Z-h}{d}\cos^2\theta\right)^2}{\Xi_0^2} \right] d\xi\, d\eta\, dz \quad (11)$$

On fait le changement de variable :

$$\xi' = \xi$$
$$\eta' = \eta$$
$$z' = \xi \sin^2\theta + \frac{z-h}{d}\cos^2\theta$$

On a alors :

$$d\xi\, d\eta\, dz = \frac{d}{\cos^2\theta}\, d\xi' d\eta' dz'$$

et l'intégrale devient :

$$p_2 = \frac{d}{\cos^2\theta (h^2 + d^2)} \iiint \exp\left[-\frac{\xi'^2}{\xi_0^2} - \eta'^2 \left(\frac{1}{\eta_0^2} + \frac{\sin^2\theta}{H_0^2} \right) - \frac{Z'^2}{\Xi_0^2} \right] d\xi' d\eta' dz' \quad (12)$$

Les intégrations vont de $-\infty$ à $+\infty$ pour z' et de $-\pi$ à $+\pi$ pour ξ' et η'. Considérant que le faisceau est très étroit en ξ' et η', on peut remplacer les bornes $-\pi$, $+\pi$ par $-\infty$ et $+\infty$, et on obtient alors :

$$p_2 \simeq \frac{\pi^{3/2}}{d}\, \xi_0\, \Xi_0\, \eta_0\, \frac{\frac{H_0}{\eta_0}}{\sqrt{\left(\frac{H_0}{\eta_0}\right)^2 + \sin^2\theta}} \quad (13)$$

Cette formule est très semblable à la formule (10) et possède les mêmes propriétés asymptotiques. En effet :

à très basse altitude $\sin^2\theta \ll \left(\frac{H_0}{\eta_0}\right)^2$ et on a alors :

$$p^2 \simeq \pi^{3/2}\, \xi_0\, \Xi_0\, \eta_0 \quad = \text{constante}$$

à très haute altitude, si $\sin^2 \theta \gg \left(\frac{H_0}{\eta_0}\right)^2$, (13) devient :

$$p_2 \simeq \pi^{3/2} \xi_0 \Xi_0 \frac{H_0}{\sin\theta} \sim \frac{1}{\sin\theta}$$

D - Résultats numériques

On a pris les paramètres suivants, qui s'appliquent à l'ensemble Saint-Santin – Nançay :

$H_0 = 10^{-3}$ rd

$\eta_0 = 1.8 \times 10^{-3}$ rd

d = 302 km

et on a calculé pour diverses altitudes la valeur des fonctions :

$$g_1(\theta) = \min\left(1, \frac{H_0}{\eta_0 \sin\theta}\right) \quad \text{(hypothèse 1)}$$

$$g_2(\theta) = \frac{\frac{H_0}{\eta_0} \cdot K}{\sqrt{\left(\frac{H_0}{\eta_0}\right)^2 + \sin^2\theta}} \quad \text{(hypothèse 2)}$$

Ces fonctions sont respectivement proportionnelles à p_1 et p_2. La constante de normalisation K, est prise égale à $\sqrt{2}$ de telle façon que, pour $H_0 = \eta_0 \sin\theta$ (les deux lobes se recoupent alors exactement dans la direction Est – Ouest), les fonctions g_1 et g_2 soient égales.

Sur la figure A3-14, on constate que les variations avec l'altitude de g_1 et g_2 sont nettement différentes. En particulier, à basse altitude g_2 continu d'augmenter lorsque l'altitude diminue alors que g_1 reste constant, car le volume diffusant est alors «imposé» par la largeur E – W du lobe de Saint-Santin.

IV. Calcul complet du bilan de puissance

A - Hypothèses de calcul

Compte tenu des données sur la géométrie réelle de l'équipement et des résultats relatifs aux gains des antennes d'émission et de réception, on cherche à calculer :

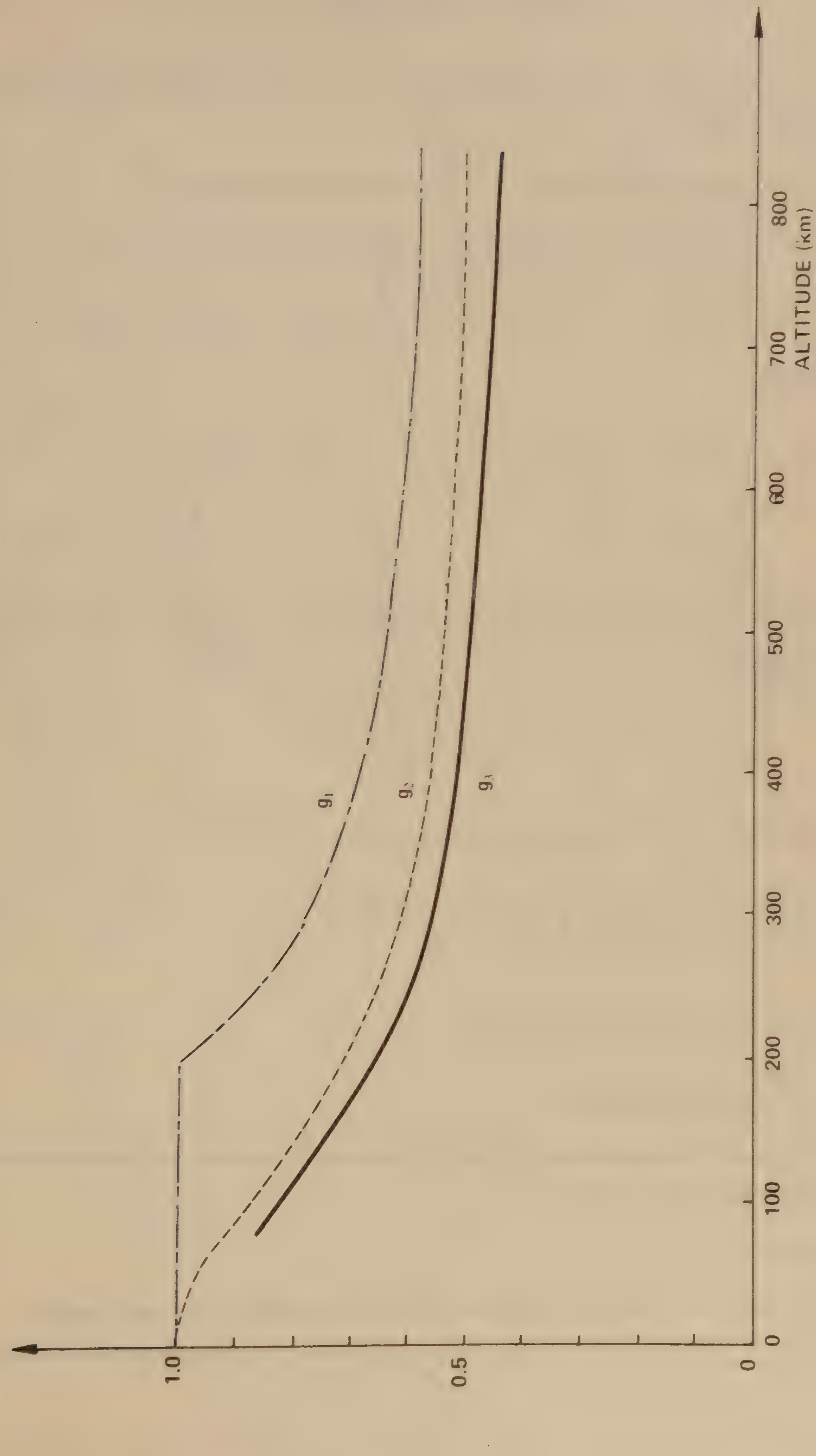


Fig. 3.14

$$p = \iiint \frac{GS(\xi,\eta)\ GN(\Xi\ ,\ H)}{(z-z_1)^2\ Z^2}\ d\tau \qquad (14)$$

où les coordonnées x, y, z (et ξ, η) d'une part, X, Y, Z (et Ξ, H) d'autre part, sont définies par la figure A3-3.

En supposant que les angles ξ, η, Ξ et H sont petits, on trouve alors :

$$\begin{cases} X = \cos(2I - \alpha)\ \left[\xi(z - z_1) - x_2\right] + \sin(2I - \alpha) \times (z - z_1 - z_2) \\ Y = \eta(z - z_1) - y_2 \\ Z = -\sin(2I - \alpha)\ \left[\xi(z - z_1) - x_2\right] + \cos(2I - \alpha) \times (z - z_1 - z_2) \end{cases} \qquad (15)$$

et bien sûr :

$$\begin{cases} \Xi = \dfrac{X}{Z} \\ \\ H = \dfrac{Y}{Z} \end{cases} \qquad (16)$$

On choisit comme nouvelles variables d'intégration ξ, η et z et le volume élémentaire $d\tau$ peut s'écrire :

$$d\tau = (z - z_1)^2 \quad d\xi \ \ d\eta \quad dz$$

et l'intégrale à calculer devient :

$$p = \iiint_{\xi,\eta,z} \frac{GS(\xi,\eta)\ GN(\Xi, H)}{Z^2}\ d\xi\ \ d\eta\ \ dz \qquad (17)$$

où Z, Ξ et H sont des fonctions de ξ, η, z.

B - Bornes d'intégration

Les bornes d'intégration sont choisies de sorte que l'intégration ne s'effectue que sur les lobes principaux des antennes.

- Borne en ξ

Elle est déterminée uniquement par le lobe de Saint-Santin. On a choisi comme bornes : – 1°.250 et + 1°.375, de façon à couvrir tout le lobe principal de cette antenne.

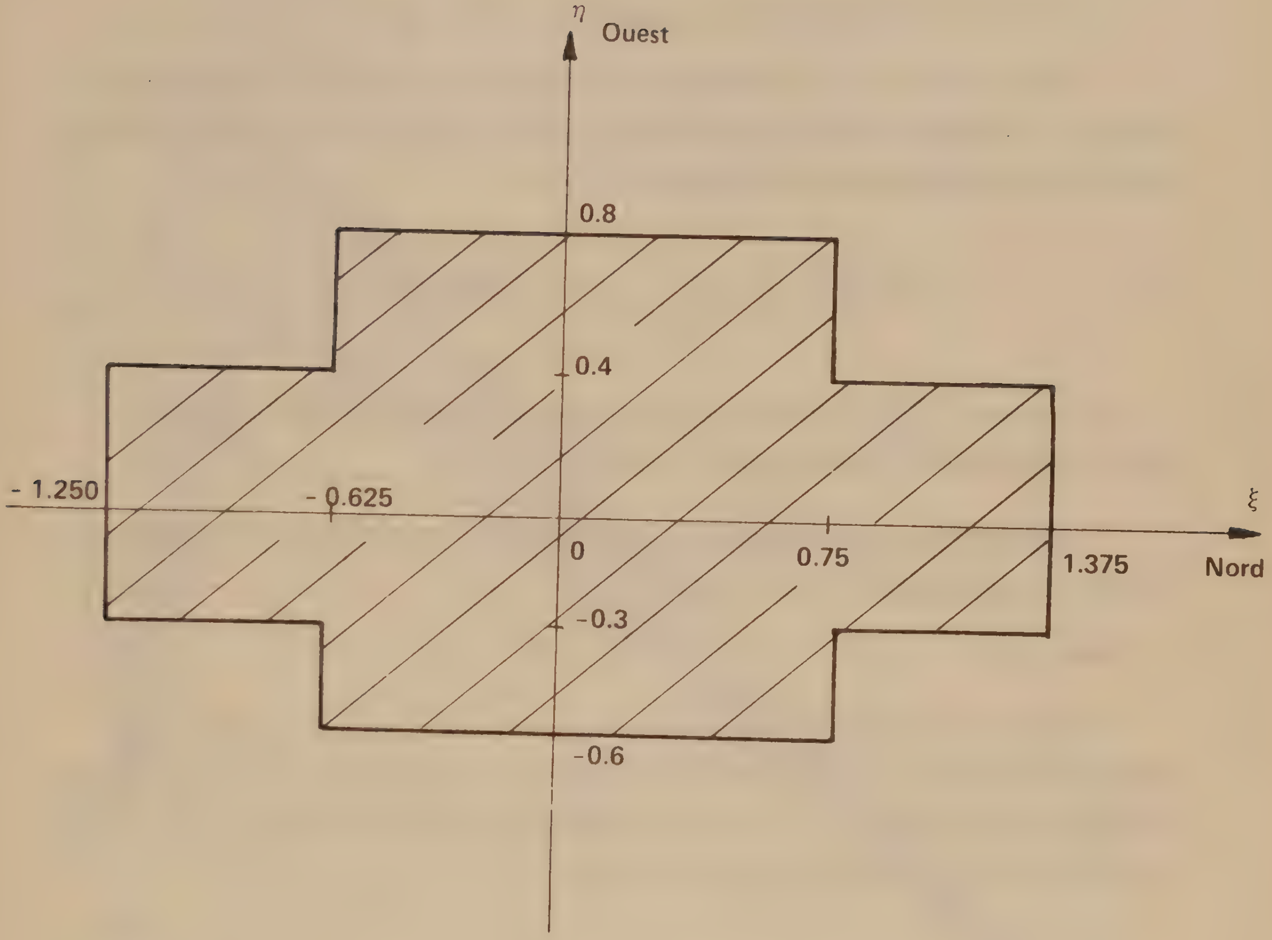


Fig. A. 3,15

- Borne en η

– A basse altitude, comme nous l'avons vu, l'extension Est – Ouest du volume diffusant est déterminée par l'antenne de Saint-Santin. On choisit alors comme bornes :

$$\begin{aligned} -0.6^\circ \leqslant \eta \leqslant 0.8^\circ & \text{ lorsque } -0.625^\circ < \xi < 0.75^\circ \\ -0.3^\circ \leqslant \eta \leqslant 0.4^\circ & \text{ lorsque } \xi \geqslant 0.75^\circ \\ & \text{ ou } \xi < -0.625^\circ \end{aligned} \tag{18}$$

Le domaine d'intégration est alors illustré par la figure A3-15.

– A haute altitude, le volume diffusant est déterminé par l'antenne de Nançay. Appelant H_2 la demi-largeur maximum du lobe de l'antenne de Nançay, on peut alors calculer approximativement les bornes en ξ (figure A3-16) :

$$\beta - \frac{\sqrt{h^2 + d^2}}{h} H_2 \frac{\pi}{180} < \xi < \beta + \frac{\sqrt{h^2 + d^2}}{h} H_2 \frac{\pi}{180} \tag{19}$$

Les angles ξ, β et H_2 sont exprimés en degrés. β tient compte de l'inclinaison du faisceau de Saint-Santin par rapport à la verticale.

Finalement l'intervalle d'intervalle d'intégration en ξ est déterminé par l'intersection des deux domaines définis par (18) et (19).

- Borne en z

L'intervalle d'intégration en z est déterminé par le lobe principal de l'antenne de Nançay. Si on appelle Ξ_2 la demi-largeur maximum de cette antenne (dans le plan vertical), la «résolution en hauteur» r, c'est-à-dire, la différence d'altitude interceptée à la verticale de Saint-Santin par cette ouverture, est donnée par :

$$r \simeq \Xi_2 \cdot \frac{h^2 + d^2}{\sin(C)} \tag{20}$$

Les bornes d'intégration en z seront donc $(z'_0 - r, z'_0 + r)$, z'_0 désignant l'altitude correspondant à l'axe du faisceau de Nançay. Cette altitude z'_0 dépend de l'angle ξ. Appelons z_0 l'altitude correspondant à $\xi = 0$. D'après la figure A3-17, on a :

$$\frac{(z'_0 - z_0)/\cos C}{\sin \xi} = \frac{-z_0}{\sin(C - \xi)} \quad \text{soit :}$$

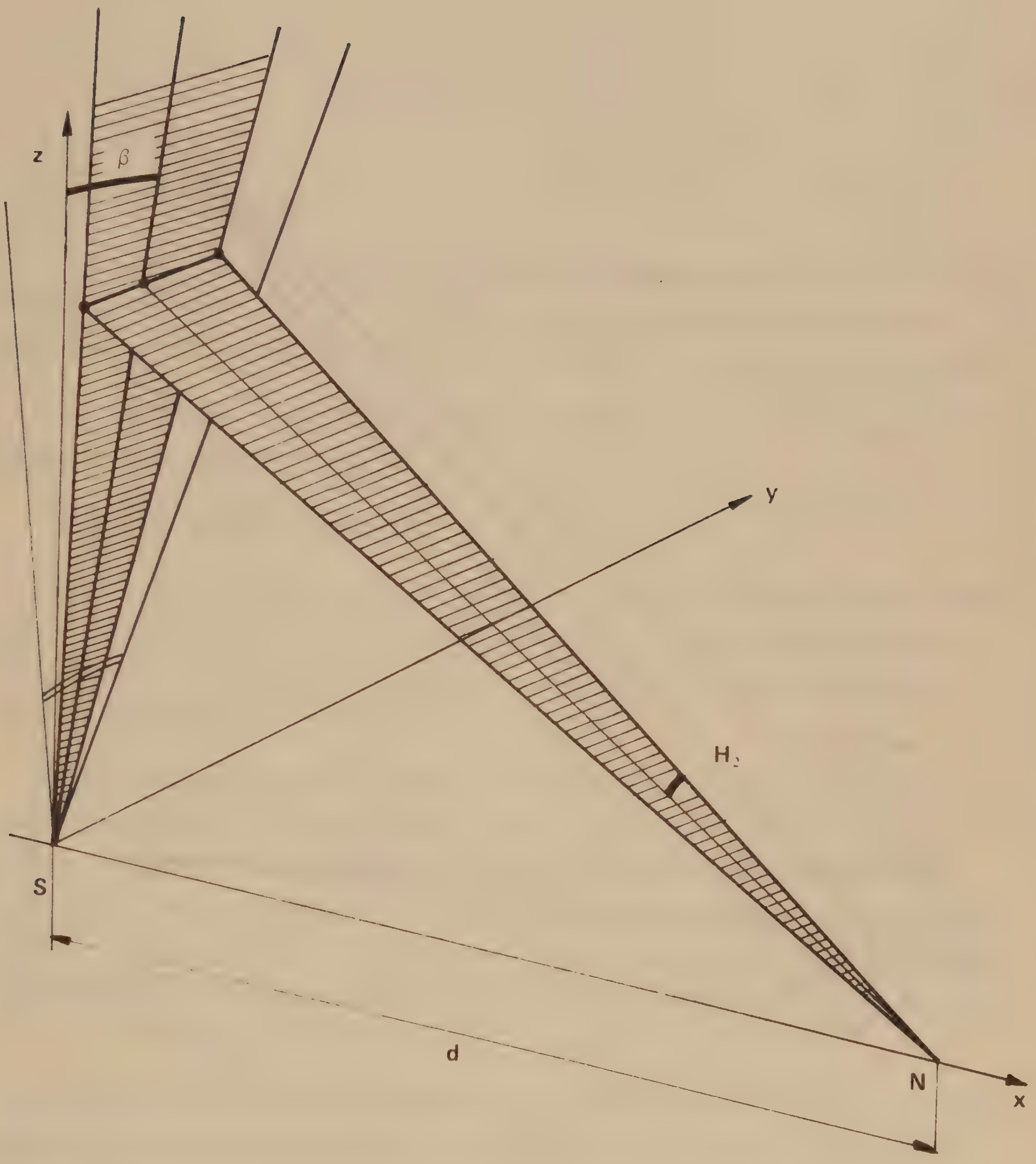


Fig. A. 3.16

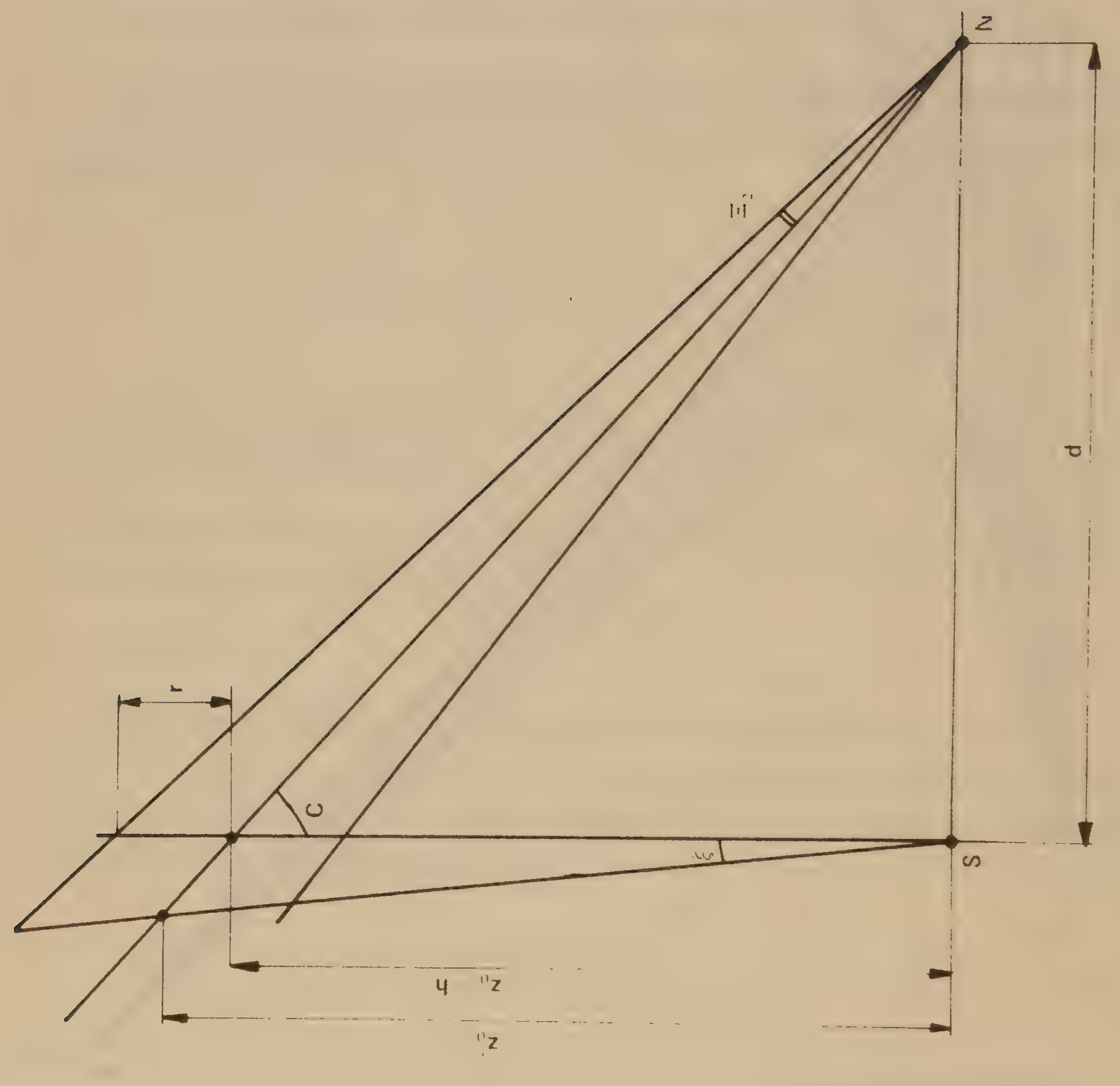


Fig. A. 3,17

soit :

$$z'_0 \simeq z_0 - \frac{z_0 \, \xi \cos(C)}{\sin(C) - \xi \cos(C)} \qquad (21)$$

Les bornes d'intégration en z seront donc :

$$z'_0(\xi) + r < z < z'_0(\xi) - r \qquad (22)$$

C - Calcul numérique

L'intégrale (14) est calculée par la méthode de Gauss à 16 points. On commence par intégrer en z, puis en ξ puis en η. Sur BGE le calcul d'un point nécessite environ 1/100 d'heure si on sort les résultats intermédiaires et 3/1000 si on ne sort que les résultats finaux.

Les résultats sont illustrés sur la figure A3-14 (courbe g_3) où sont portés aussi les résultats du calcul simplifié (g_1 et g_2).

On a arbitrairement normalisés $g_1 = g_2 = g_3 = 1$ à $z = 0$.

Il apparaît que la courbe g_3 est très voisine de g_2 dans toute la gamme d'altitude intéressante mais très différente de g_1. La différence entre g_3 et g_2 peut s'expliquer du fait que la forme véritable des gains G N et G S n'est pas «gaussienne» et également par suite des écarts appréciables entre les axes des deux faisceaux.

On peut maintenant déduire les facteurs de correction à appliquer aux données dépouillées avant qu'on ait effectué ce calcul : pour cela, il faut normaliser les courbes g_1 et g_3 à une altitude où la densité électronique obtenue à l'aide de g_1 est en bon accord avec les mesures de sondeurs classiques. On a choisi cette altitude égale à 275 km, valeur moyenne de $h_M F_2$ de jour, puisque les valeurs de $n_M F_2$ obtenues par sondages classiques sont en bon accord avec les valeurs de $n_M F_2$ déduites par le sondeur à diffusion incohérente (avec g_1).

Sur la figure A3-15, on a porté le rapport g_3/g_1 (choisi égal à 1 à 275 km) par lequel les anciennes données de densité électronique doivent être mulitpliées pour donner la valeur correspondant au calcul complet (g_3).

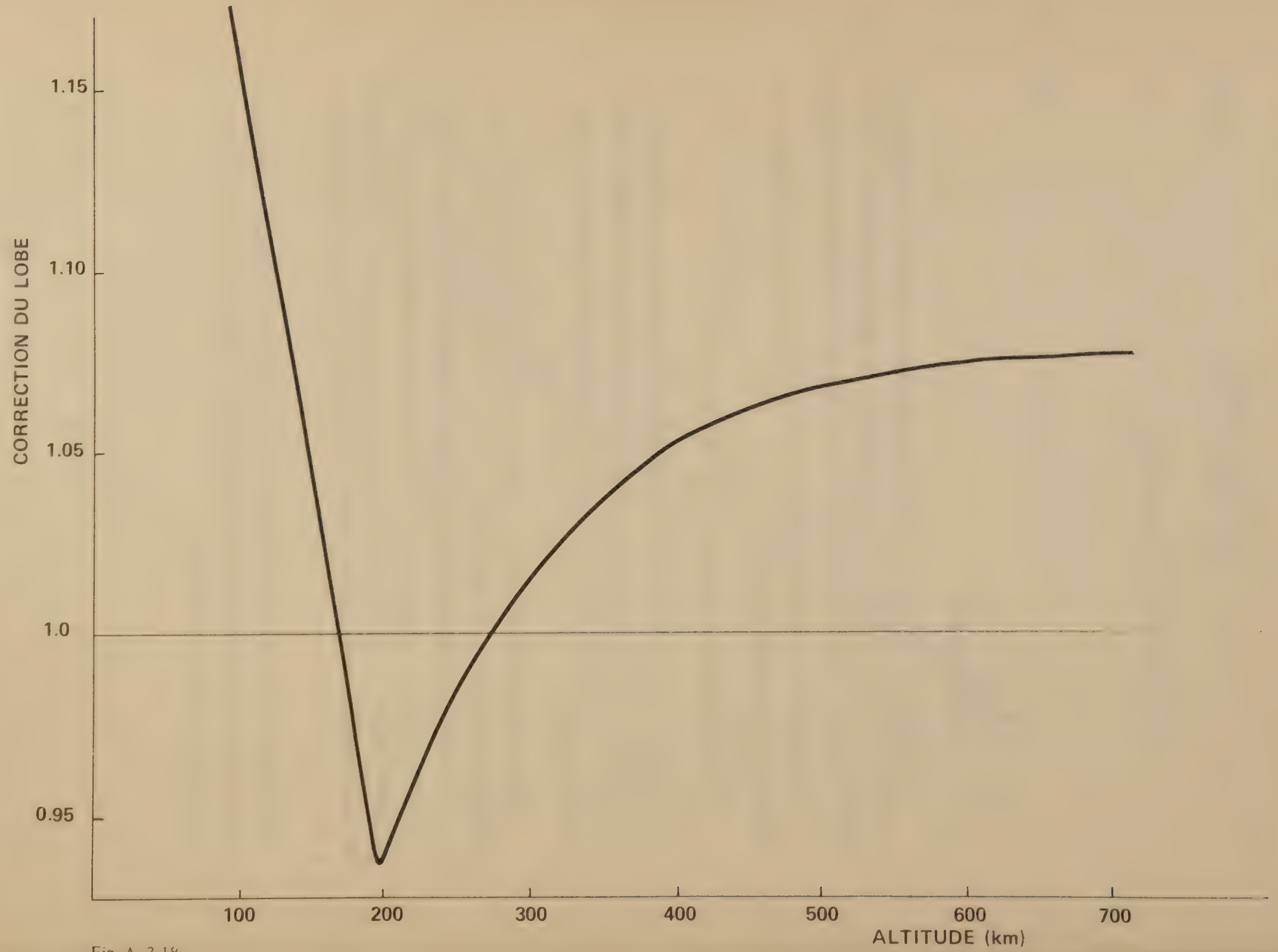

CORRECTION DU LOBE
1.15
1.10
1.05
1.0
0.95
100
200
300
400
500
600
700
ALTITUDE (km)

Fig. A. 3.18

APPENDICE A4

REDISTRIBUTION DE L'ENERGIE DES PHOTOELECTRONS AUX TRES BASSES ENERGIES

Dans le calcul numérique, on a supposé que tous les PE qui arrivaient à une énergie inférieure à la plus petite énergie E_1 (E_1 = 2.00 eV) cédaient alors toute leur énergie restante aux électrons thermiques. Or les PE produits par cascade au-dessous de 2 eV perdent une partie de leur énergie par excitation des niveaux de vibration et rotation de N_2 et 0_2 et par excitation des niveaux de structure fine de 0. Ces pertes d'énergie de même que la perte d'énergie coulombienne sur les électrons thermiques, peuvent être considérées comme continues, car les sauts d'énergie sont très petits; d'autre part, l'hypothèse locale est justifiée car la thermalisation se fait sur une très courte distance. On peut alors appliquer les résultats de la section 1.2., pour calculer la distribution d'équilibre F_0 (E) et, par suite, l'énergie réellement cédée aux électrons thermiques entre 0 et E_1 :

$$Q_e\,(0 \to E_1) = \int_0^{E_1} P_e(E)\, F_0(E)\, dE$$

Si ϵ est l'énergie totale qui arrive en dessous de E_1, on va supposer que cette énergie correspond à une «production» intégrée ϵ/E_1 à E_1, la production étant alors nulle en-dessous de E_1 :

$$\int_E^{\infty} Q(E)\, dE = \frac{\epsilon}{E_1} \quad \text{pour } E < E_1$$

et par conséquent, d'après l'équation (8) :

$$F_0(E)_{E<E_1} = \frac{\epsilon}{E_1}\; \frac{1}{P_e(E) + P_n(E)}$$

Le rapport entre l'énergie cédée aux électrons thermiques entre 0 et E_1, $Q_e\,(0 \to E_1)$ et l'énergie totale «produite» en dessous de E_1, ϵ, est alors :

$$r = \frac{1}{E_1} \int_0^{E_1} \frac{P_e(E)}{P_e(E) + P_n(E)}\, dE$$

Cette représentation est évidemment schématique puisque les photoélectrons arrivant en dessous de E_1 ont une distribution en énergie plus ou moins continue. On peut pour avoir une idée de l'influence de cette distribution supposer que la répartition en énergie est uniforme entre 0 et E_1.

On trouve alors comme nouvelle distribution F_0 (E) :

$$F_0(E)_{E<E_1} = \frac{2\epsilon}{E_1} \frac{E_1 - E}{E_1} \frac{1}{P_e(E) + P_n(E)}$$

et le rapport r vaut alors :

$$r' = \frac{1}{E_1} \int_0^{E_1} \frac{P_e(E)}{P_e(E) + P_n(E)} \frac{2(E_1 - E)}{E_1} dE$$

On vérifie que pour des valeurs de P_e (E) et P_n (E) indépendantes de E, les deux valeurs du rapport r sont égales et ont pour valeur :

$$r = \frac{P_e}{P_e + P_n}$$

Dans la réalité, le rapport que nous cherchons aura une valeur intermédiaire entre r et r'.

Nous avons représenté sur la figure A4-1, les taux de réactions P_e, P_{vibN_2}, P_{vibO_2}, P_{rotN_2}, P_{rotO_2}, P_{FSO} en fonction de l'énergie; P_e est donné ici par la formule classique de Butler et Buckingham dans laquelle on a pris la bonne valeur du logarithme (Schunk et Hays, 1971), les autres quantités étant empruntées à Dalgarno (1969). La perte d'énergie par unité de longueur due à la réaction d'excitation des niveaux de vibration de N_2, par exemple, est :

$$\frac{dE}{dx} = - P_{vibN_2} \times n_{N_2}$$

Les pertes totales P_e et P_n s'écrivent :

$$\begin{aligned} P_e &= p_e\, n_e \\ P_n &= (P_{vibN_2} + P_{rotN_2})\, n_{O_2} \\ &\quad + (P_{vibO_2} + P_{rotO_2})\, n_{O_2} \\ &\quad + P_{FSO}\, n_O \end{aligned}$$

Traçons la quantité :

$$s(E) = \frac{P_e(E)}{P_e(E) + P_n(E)}$$

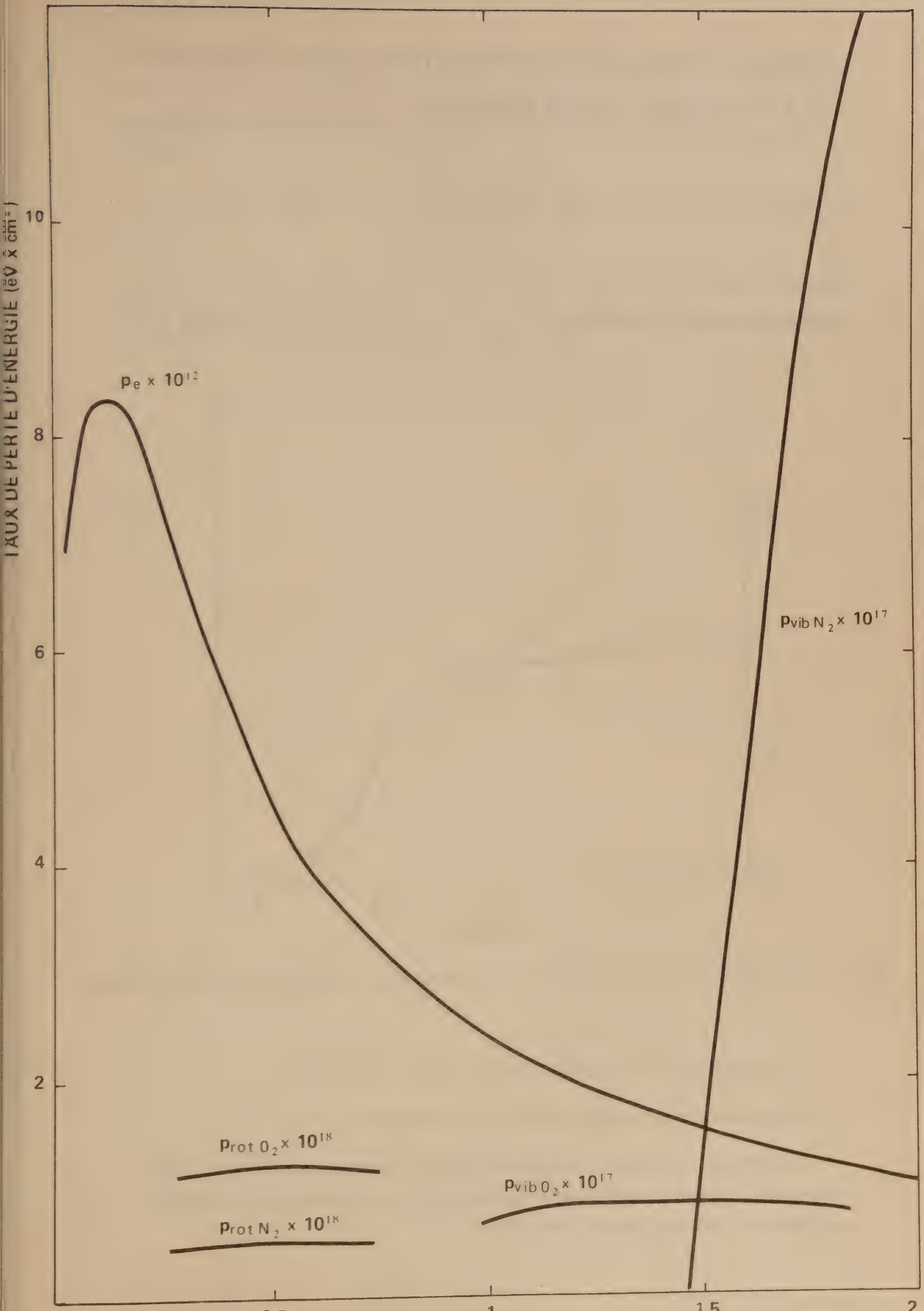


Fig. A4.1 Sections efficaces de collisions PE - neutres aux très faibles énergies

en fonction de l'énergie à l'altitude de 150 km où l'effet de réduction se fera le plus sentir.

A 150 km, des valeurs typiques de densité sont :

$$n_e = 2.5 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$$
$$n_O = 2.4 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$$
$$n_{O_2} = 2.9 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$$
$$n_{N_2} = 2.7 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$$

D'où les courbes de s (E) et s (E) x $\frac{2(E_1 - E)}{E_1}$ = s' (E) représentées sur la figure A4-2.

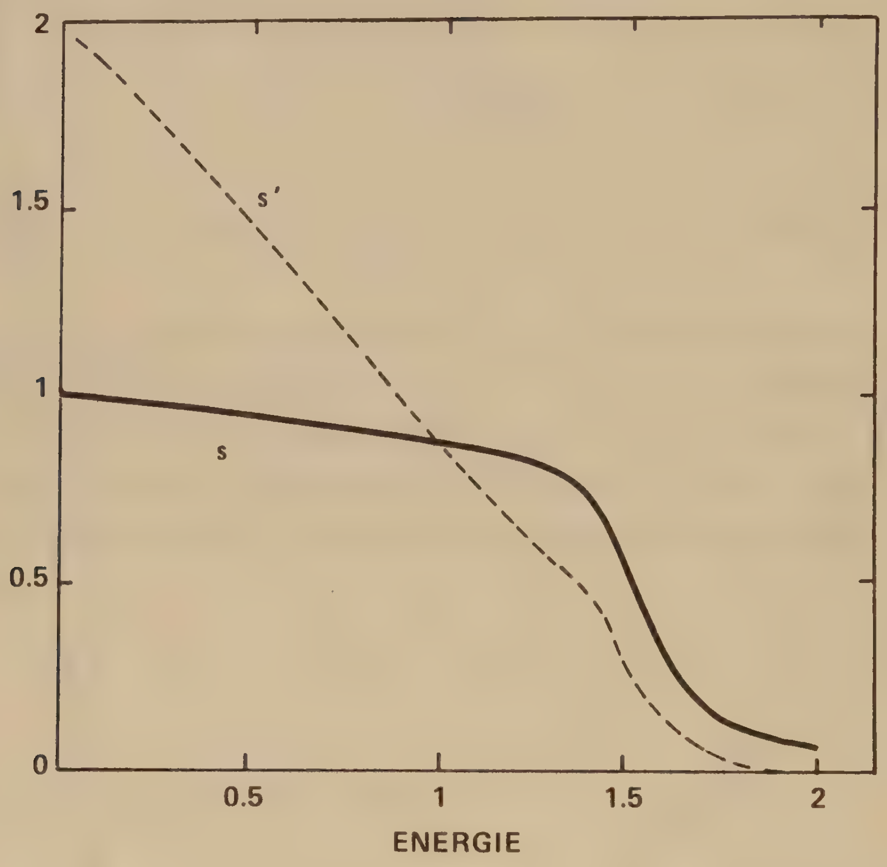


Fig. A4.2 Fonctions S et S' décrivant la répartition de l'énergie des PE de très faible énergie, à 150 km (voir texte).

La moyenne de s (E) est de 0.70, la moyenne de s' (E) est de 0.9.

La valeur de r doit donc être comprise entre 0.70 et 0.90.

Or à 150 km, on constate que la proportion de Q_e provenant des PE cascadant au-dessous de E_1 est de 92% en moyenne. Par conséquent, la valeur totale de Q_e doit être multipliée par un facteur compris entre 0.72 et 0.91.

Entre 150 km et 200 km, r croît car P_n diminue par rapport à P_e. A 200 km, r est au-moins égal à 0.93. D'autre part, entre 150 km et 200 km, la proportion de Q_e provenant des PE cascadant au-dessous de E_1 diminue, n' étant plus que 68% en moyenne à 200 km.

Le facteur multiplicatif qui doit être appliqué à Q_e à 200 km est donc au moins égal à 0.95.

En conclusion, on peut dire qu'il faut diminuer la valeur de Q_c à 150 km d'une quantité de l'ordre de 20%, mais que la correction est négligeable à 200 km et au-dessus. On a représenté sur la figure 4,11, un profil de Q_c ainsi corrigé.

BIBLIOGRAPHIE

Albertoni S., et B. Montagnini, On the spectrum of neutron transport equation in finite bodies, J. of Math. Anal. and Applic., 13, 19, 1966.

Alcayde, D., P. Bauer, Thermal structure and neutral composition behaviour in the upper atmosphere, à paraître dans J. Geophys. Res., 1973.

Banks, P., Collision frequencies and energy transfer : electrons, Planet. Space Sci., 14, 1085, 1966 a.

Banks, P.M., Charged particle temperatures and electron thermal conductivity in the upper atmosphere, Ann. Geophys., 22, 577, 1966.

Banks, P.M., et A.F. Nagy, Concerning the influence of elastic scattering uppon photoelectron transport and escape, J. Geophys. Res., 75, 1902, 1970.

Bardos, C., Problèmes aux limites pour les équations aux dérivées partielles du premier ordre : théorème d'approximation et application à l'équation de transport, Ann. Scient. Ec. Sup., 4, 185, 1970.

Bauer, P., G. Lejeune,et M. Petit, Thermal coupling between the upper F2-region and the magnetosphere heat fluxes and energy production, Planet. Space Sci., 18, 1447, 1970.

Bauer, P., Waldteufel, et D. Alcayde, Study of the diurnal variations of the atomic oxygen density and temperature using incoherent scatter measurements in the ionospheric F-region, J. Geophys. Res., 75, 4825, 1970.

Butler, S.T., et M.J. Buckingham, Energy loss of a fast ion in a plasma, Phys. Rev., 126, 1962.

Carlson, H.C., Ionospheric heating by magnetic conjugate-point photoelectrons, J. Geophys. Res., 71, 195, 1966.

Catchpoole, J.R., Spiralling electrons and superimposed electric fields, J. Atmosph. Terr. Phys., 28, 75, 1966.

Catchpoole, J.R., Photoelectrons and the magnetosphere, J. Atmosph. Terr. Phys., 29, 701, 1967 a.

Catchpoole, J.R., Collisional pitch redistribution and the spectra of emergent electrons, J. Atmosph. Terr. Phys., 27, 949, 1967 b.

Chandrasekhar, S., Radiative transfer, Dover, New York, 1960.

Cicerone, R.J., et S.A. Bowhill, Photoelectron escape fluxes obtained by a Monte-Carlo technique, Radio Science, 5, 49, 1970.

Cicerone, R.J., et S.A. Bowhill, Photoelectron fluxes in the ionosphere computed by a Monte-Carlo method, J. Geophys. Res., 76, 8299, 1971.

Cicerone R.G., W.E. Swartz, R.S. Stolarski, A.F. Nagy et J.S. Nisbet : Thermalization and transport of photoelectrons : a comparison of theoretical approaches, à paraître dans J. Geophys. Res., 1973.

Dalgarno, A., Inelastic collisions at low energies, Canadian J. Chemistry, 47, 1723, 1969.

Dalgarno, A., et T.C. Degges, Electron cooling in the upper atmosphere, Planet. Space Sci., 16, 125, 1968.

Dalgarno, A., et G. Lejeune, The absorption of electrons in atomic oxygen, Planet. Space Sci., 19, 1653, 1971.

Dalgarno, A., M.B. McElroy, et R.J. Moffett, Electron temperatures in the ionosphere, Planet. Space Sci., 11, 463, 1963.

Dalgarno, A., M.B. McElroy, et J.C.G. Walker, The diurnal variation of ionospheric temperatures, Planet. Space Sci., 15, 331, 1967.

Delcroix, J.L., Physique des plasmas, II, Dunod, Paris, 1966.

Doering, J.P., W.G. Fastie et P.D. Feldman, Photoelectron excitation of N_2 in the day airglow, J. Geophys. Res., 75, 4787, 1970.

Duboin, M.L., G. Lejeune, M. Petit, et G. Weill, Excitation of the oxygen lines and ionospheric heating by conjugate photoelectrons, J. Atmosph. Terr., 30, 299, 1968.

Evans, J.V., The heating of the protonosphere, Space Res., VIII, 717, 1968.

Evans, J.V., et L.P. Cox, Seasonal variation of the F1-region ion composition, J. Geophys. Res., 75, 159, 1970.

Evans, J.V., et I.J. Gastman, Detection of conjugate photoelectrons at Millstone Hill, J. Geophys. Res., 75, 807, 1970.

Evans, J.V., et G.P. Mantas, Thermal structure of the temperate latitude ionosphere, J. Atmosph. Terr. Phys., 30, 563, 1968.

Feller, W., An introduction to probability theory and its applications John Wiley & Sons, New York, 1957.

Fleury, L., Thèse de doctorat de 3ème cycle, Université de Paris, 1971.

Fontheim, E.G., A.E. Beutler, et A.F. Nagy, Theoretical calculations of the conjugate predawn effects, Ann. Geophys., 24, 1968.

Fontanari J. : Etude des oscillations de temperature dans la basse thermosphère. Thèse de 3e cycle présentée à la Faculté des Sciences de Toulouse 1973.

Geisler, J.E., et S.A. Bowhill, Ionospheric temperatures at sunspot minimum, J. Atmosph. Terr. Phys., 27, 457, 1965 a.

Geisler, J.E., et S.A. Bowhill, Exchange of energy between the ionosphere and the protonosphere, J. Atmosph. Terr. Phys., 27, 1119, 1965 b.

Hanson, W.B., Electron temperatures in the upper atmosphere, Space Res., III, 282, 1963.

Hanson, W.B., et F.S. Johnson, Electron temperatures in the ionosphere, Mem. Soc. Roy. Sci. Yiege, 4, 390, 1961.

Heikkila, W.J., Photoelectron escape flux observations at midlatitudes, J. Geophys. Res., 75, 4877, 1970.

Hinteregger, H.E., Absolute intensity measurements in the extreme ultraviolet spectrum of solar radiation, Space Sci. Rev. IV, 462, 1965.

Hinteregger, H.E., The extreme ultraviolet solar spectrum and its variation during a solar cycle, Ann. Geophys., 26, 547, 1970.

Hoegy, W.F., J.P. Fournier, et E.G. Fontheim, Photoelectron energy distribution in the F-region, J. Geophys. Res., 70, 5464, 1965.

Jacchia, L.G., New static models of the thermosphere and exosphere with empirical temperature profiles, Smithsonian Astrophys. Obs. Spec. Report No. 313, 1, 1970.

Johnson, C.Y., Ionospheric composition and density from 90 to 1200 kilometers at solar minimum, J. Geophys. Res., 71, 330, 1966.

Jura, M.A., P. H. D. de l'Université de Harward, 1971.

Kennedy, D.J., et S.T. Manson, Calculations of the energy dependance of the angular distribution of photoelectrons from atomic oxygen, Planet. Space Sci., 20, 621, 1972.

Khare, S.P., et B.D. Padalia, Total ionization cross sections of H_e, N_2, H_2 and 0_2 due to electron impact, J. Phys. B. (Atom. Mol. Phys.), 3, 1073, 1970.

Lane, N.F., et A. Dalgarno, Electron cooling by vibrational excitation of 0_2, J. Geophys. Res., 74, 3011, 1969.

Lejeune, G., The coupling between electron density and electron temperature in the daytime F-region, Ann. Geophys, 28, 15, 1972.

Lejeune, G., et A. Dalgarno, The red line of atomic oxygen at twilight, à paraître, 1973.

Lejeune, G., et M. Petit, A study of the daytime electron temperature, Planet. Space Sci., 17, 1763, 1969.

Lejeune, G., et P. Waldteufel, Mise en évidence de lois empiriques reliant localement la température et la densité électronique dans la région F de l'ionosphere, Ann. Geophys., 26, 223, 1970.

Longmire, C.L., Elementary plasma physics, Interscience Publishers, John Wiley & Sons, New York, 1963.

Mariani, F., Pitch angle distribution of the photoelectrons and origin of the geomagnetic anomaly in the F2 layer, J. Geophys. Res., 69, 556, 1964.

Mayr, H.G., E.G. Fontheim, L.H. Brace, H.C. Brinton et H.A. Taylor, Jr., A theoretical model of the ionosphere dynamics with interhemispheric coupling, J. Atmosph. Terr. Phys., 34, 1659, 1972.

Nagy, A.F., et P.M. Banks, Photoelectron fluxes in the ionosphere, J. Geophys. Res., 75, 6260, 1970.

Nisbet, J.S., Photoelectron escape from the ionosphere, J. Atmosph. Terr. Phys., 30, 1257, 1968.

Noxon, J.F., et A.E. Johanson, Changes in thermospheric 0_2 abundance inferred from twilight 6300 Å airglow, à paraître, 1973.

Park, C.G., Whistler observations of the interchange of ionization between the ionosphere and the protonosphere, J. Geophys. Res., 75, 4249, 1970.

Peterson L.R. : Discrete deposition of energy by electrons in gases ; Phys. Rev., 187, 105, 1969.

Petit, M., Mesures de températures, de densité électronique et de composition ionique dans l'ionosphère par diffusion de Thomson. Etude du déséquilibre thermodynamique dans l'ionosphère diurne, Ann. Geophys., 24, 1, 1968.

Prag, A.B., Semi-annual changes in atmospheric variability between 140 km and 195 km, Transactions American Geophysical Union, 52, 293, 1971.

Prag, A.B., et F.A. Morse, Wariations in the solar ultraviolet flux from July 13 to August 9, 1968, J. Geophys. Res., 75, 4613, 1970.

Rao, B.C.N., et J.L. Donley, Topside ionosphere photoelectron flux, J. Geophys. Res., 74, 1715, 1969.

Rees, M.H., J.C.J. Walker, et A. Dalgarno, Auroral excitation of the forbidden lines of atomic oxygen, Planet. Space Sci., 15, 1097, 1967.

Roble, R.G., et R.E. Dickinson, Is there enough solar EUV to maintain the global mean thermospheric temperature, J. Geophys. Res, 78, 249, 1973.

Sabelete, G., Etude du couplage thermodynamique entre l'ionosphère et la magnétosphère, Thèse de Doctorat de 3ème cycle, Université de Paris, 1971.

Schialom, G., Mesure de composition dans la thermosphère, par spectrométrie de masse en fusées sondes et application à l'étude des équilibres photochimiques de la région F1 de l'ionosphère, Thèse de Doctorat de 3ème cycle, Université de Paris, 1973.

Schunk, R.W., et P.B. Hays, Photoelecton energy losses to thermal electrons, Planet. Space Sci., 19, 113, 1971.

Schunk, R.W., et J.C.G. Walker, Oxygen and hydrogen ion densities above Millstone Hill, Planet. Space Sci., 20, 581, 1972.

Solar-Geophysical Data, Essa Research Laboratories, U.S. Department of Commerce, 1959 through 1969.

Spencer, L.V., Theory of electron penetration, Phys. Rev., 98, 1597, 1955.

Stauffer, A.D., et M.R.C. McDowell, An impact parameter treatment of the excitation of atoms by charged particles, Proc. Phys. Soc., 89, 289, 1966.

Stolarski, R.S., Analytic approach to photoelectron transport, J. Geophys. Res., 77, 2862, 1972.

Stolarski, R.S., et A.E.S. Green, Calculations of auroral intensities from electron impact, J. Geophys. Res., 72, 3967, 1967.

Stolarski, R.S., et N.P. Johnson, Photoionization and photoabsorption cross sections for ionospheric calculations, à paraître dans J. Atmosph. Terr. Phys., 1972.

Stone, E.J., et E.C. Zipf, Excitation of the OI (^3S) and NI (^4P) resonance states by electron impact on O and N, Phys. Rev., A4, 610, 1971.

Stubbe, P., Energy exchange and thermal balance problems, Journal of Scientific and Industrial Research, 30, 379, 1971.

Swartz, W.E., Electron production, recombination and heating in the F-region of the ionosphere, Scientific report 381, Penn. State University, 1972.

Swartz, W.E., et J.S. Nisbet, Diurnal variation of the neutral temperature profile at Arecibo from incoherent scatter measurements and its relevance to the 1400-hour density maximum, J. Geophys. Res., 76, 195, 1971.

Swartz, W.E., et J.S. Nisbet, Incompatibility of solar EUV fluxes and incoherent scatter measurements at Arecibo, soumis au J. Geophys. Res.,

Swartz, W.E., et R. Overbeek, The solar CaII plage index, Sci. report 373 (E), The Ionosphere Research Laboratory of the Pennsylvania State University, October 8, 1971.

Thuillier, G., Théorie des arcs rouges intertropicaux, Thèse de Doctorat d'Etat, Université de Paris, 1973.

Tohmatsu, T., T. Ogawa, et H. Tsuruta, Photo-electronic processes in the upper atmosphere, I : Energy spectrum of the primary photo-electrons, Report on Ionospheric Space Res. in Japan, 19, 482, 1965.

Vasseur, G., et P. Waldteufel, Etude par diffusion de Thomson de la production et de la recombination dans la région F de l'ionosphère diurne, J. Atmosph. Terr. Phys., 30, 779, 1968.

Waldteufel, P., Une étude par diffusion incohérente de la haute atmosphère neutre, Thèse de Doctorat d'Etat, Université de Paris, 1970.

Waldteufel, P., Semi-empirical relationships between electron temperature and density in the ionospheric F-region, Ann. Geophys., 27, 167, 1971.

Woodward, B.A., Probability and information theory, with application to radar, Pergamon Press Ltd, London, 1953.

Wormser, F., et G. Lejeune, Photoelectron diffusion throughout the magnetosphere, à paraître en 1973.

Yngvesson, K.O., et F.W. Perkins, Radar thomson scatter studies of photoelectrons in the ionosphere and Landau damping, J. Geophys. Res., 73, 97, 1968.

REMERCIEMENTS

Je voudrais pour commencer remercier Michel Petit pour la patience avec laquelle il m'a initié aux méthodes de rechercher en Géophysique et pour l'aide qu'il m'a apportée dans le choix d'un sujet qui s'est vite révélé très intéressant à creuser. La voie était ensuite toute tracée, grâce à l'afflux de mesures de plus en plus précises et nombreuses. Une telle qualité de mesures ne fut possible que grâce à la bonne volonté et à la compétence de tous les membres de l'équipe sondeur que je tiens à remercier à cette occasion.

Une réduction et une présentation soignées des résultats étaient nécessaires et je remercie les chercheurs de l'équipe qui y ont contribué, ainsi que Françoise Ramanantsoa qui a assuré le travail de gestion. A chaque fois qu'un problème de programmation s'est présenté, j'ai toujours reçu un accueil souriant de la part de Nicole Breuil, Bernadette Communal et Martine Bernard, du Département Informatique du CNET.

Je remercie ceux qui ont accepté de faire partie du Jury, ainsi que les chercheurs de RSR, pour la bonne volonté qu'ils ont apportée à comprendre mon manuscrit et à le critiquer de manière constructive. La forme finale est due en grande partie à la persévérance de Philippe Waldteufel dans cette voie : sans lui, je n'aurais sans doute pas montré de manière si nette la bonne cohérence interne des résultats.

Messieurs Reyssat et Du Castel m'ont fréquemment poussé à mettre un point final à ce travail et je leurs dois reconnaissance pour ces exhortations.

Je remercie Messieurs Pimond et Ortega d'avoir pris en charge le travail matériel d'impression et en particulier Nicole Adane, Madame Patard et Monsieur Marche, pour leur patience et leur application.

Je suis aussi très conscient de la charge de travail supplémentaire qui est revenue par ma faute aux chercheurs de l'équipe sondeur et en particulier à Pierre Bauer pendant ces derniers mois : qu'ils ne m'en veuillent pas trop de cette démission passagère.

Enfin, il m'est agréable de remercier Jim Walker avec qui j'ai eu des discussions fructueuses lors de son séjour au CNET, et qui m'a encouragé à passer quelques mois dans l'équipe d'Alex Dalgarno. L'interprétation théorique que j'ai élaborée n'a été possible que grâce à l'aide et à la direction efficaces que j'ai reçues à cette occasion : Alex Dalgarno, grand spécialiste de physique atomique et moléculaire, m'a guidé vers un choix de sections efficaces qui semble le meilleur à l'heure actuelle, et m'a permis l'accès à la plupart des programmes de calculs complexes requis pour cette étude; Mike Jura m'a activement aidé dans la mise en oeuvre de ces programmes.

Pendant l'élaboration de ce travail, j'ai bénéficié d'un poste d'attaché de recherches au CNRS. Le sondeur à diffusion incohérente a été construit au CNET sur crédits du CNES; son fonctionnement est assuré par le CNRS.